N° d'ordre : 67

Thèse

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Bernard DUBORGEL

SUJET

Construction et Etude de Détecteurs à jonction à Barrière de Surface au Si utilisables dans la recherche sur les réactions (n,α).

Application des Détecteurs à semi-conducteurs à la mesure du flux de neutrons rapides par la méthode de la particule associée.

Soutenue le 20 Décembre 1962

devant la Commission d'Examen :

MM.	***A. SARAZIN***	***Président***
	J. DEPRAZ	***Examinateurs***
	R. CHERY	

N° d'ordre : 67

Thèse

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Bernard DUBORGEL

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

SUJET

Construction et Etude de Détecteurs à jonction à Barrière de Surface au Si utilisables dans la recherche sur les réactions (n,α).

Application des Détecteurs à semi-conducteurs à la mesure du flux de neutrons rapides par la méthode de la particule associée.

Soutenue le 20 Décembre 1962
devant la Commission d'Examen :

MM.	***A. SARAZIN***	***Président***
	J. DEPRAZ	***Examinateurs***
	R. CHERY	

AVANT - PROPOS

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SARAZIN, Directeur de l'Institut, de l'intérêt qu'il a pris à ce travail et du soutien constant qu'il m'a apporté.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur DEPRAZ qui m'a proposé le sujet et m'a guidé tout au long de cette étude.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur SALIN qui s'est intéressé à mon travail et ne m'a pas ménagé son aide et ses précieux conseils; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie également mon camarade GRENIER avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, et toute l'équipe du Haefely qui m'a beaucoup aidé au cours de cette étude.

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, DOEUVRE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD.

Doyen

M. BRACONNIER Jean

Professeurs

MM.	LONGCHAMBON	Minéralogie
	DEJARDIN	Physique Générale
	DOUIN	Botanique
	EYRAUD Henri	Calcul différentiel et Intégral
	COURTY	Chimie-Physique
	PRETTRE	Chimie industrielle
	KUHNER	Microbiologie et Mycologie
	MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
	PARIS	Chimie minérale
	AUMERAS	Chimie
	COLONGE	Chimie organique
	FLANDRIN	Géologie appliquée
	JANIN	Physique expérimentale
	BERNARD	Physique Industrielle
	DUFAY Jean	Astronomie
	NIGON	Zoologie expérimentale
	GAUTHIER Henri	Géologie générale

VIRET	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Méthodes mathématiques de la Physique
EYRAUD Charles	Chimie-Physique Appliquée
SARAZIN	Physique Nucléaire
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOIDIN	Botanique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
DUFAY Maurice	Physique de l'atmosphère
MERLIN	Chimie analytique
FRAISSE	Mathématiques

Professeurs sans chaire

MM.	GAUME	Physique
	PHILBERT	Physique Nucléaire
	COHEN-ADAD	Chimie
	DEPRAZ	Physique Nucléaire
	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	DAVID Louis	Géologie générale
	GAUTHIER Jean	Chimie
	LEGAY	Zoologie expérimentale SPCN
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	CHENEVOY	Géologie Appliquée

Maîtres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
	CHANEL	Psychophysiologie
	ASCH	Physique
	GINET	Zoologie
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL	Minéralogie
Mme	ERICSON	Physique Générale

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550013_0021

MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	MARTEL	Mécanique
	CHERY	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	PERNET	Mathématiques
Mle	GAUTHERON	Chimie biologique
	BERGEON	Physique C.S.U.
	MATHIEU	Mécanique des Fluides (Ecole Centrale)
	LUBET	Physiologie
	DUCET	Biologie végétale
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD	Mathématiques

Maître de Conférences Adjoint

M. PIERRON — Chimie

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Secrétaire Principal

M. BURNET

PLAN

INTRODUCTION

1ère PARTIE : Fabrication et Etude des détecteurs à semiconducteurs

CHAPITRE I : Principe de la détection par jonction

CHAPITRE II : Chaine électronique réalisée

CHAPITRE III : Fabrication des barrières de surface

CHAPITRE IV : Réalisation de jonctions conçues pour l'étude des réactions nucléaires

CHAPITRE V : Etude des barrières de surface réalisées

CHAPITRE VI : Vie des jonctions

2ème PARTIE : Application des détecteurs à semiconducteurs à la mesure du flux de neutrons produits dans les réactions DD et DT

CHAPITRE VII : Méthode de la particule associée

CHAPITRE VIII: Utilisation du Cockroft-Walton en D_2^+

INTRODUCTION

Les détecteurs à l'état solide, d'origine récente, connaissent actuellement un grand succès. Ces appareils apportent un progrès important en matière de détection, des particules lourdes surtout, car ils permettent une spectrométrie beaucoup plus fine que les détecteurs classiques.

Outre leur pouvoir de résolution élevé, ils tirent avantage d'une taille réduite, d'un montage électrique simple, et ils ne nécessitent pas une électronique considérable.

Ils ont déjà été utilisés dans l'étude des réactions nucléaires, notamment les réactions (d,α) (1), où ils ont donné d'excellents résultats. Ils continuent à être expérimentés dans l'étude de réactions plus délicates comme les réactions (p,α), (n,p), (n,α).

Cependant, malgré cette utilisation fructueuse depuis deux ans environ ces détecteurs ne semblent pas avoir reçu de l'industrie toute l'attention qu'ils méritent. Certes, ils sont livrés dans le commerce, mais leur fabrication est restreinte et encore au stade expérimental. En particulier, elle ne présente pas la variété et la diversité qui permettraient de fournir des détecteurs pouvant s'appliquer, dans les meilleures conditions, aux expériences pour lesquels ils sont requis.

Pour cette raison, nous avons essayé de construire des détecteurs à jonctions qui soient plus adaptés à l'étude des réactions nucléaires, essentiellement en vue de la recherche sur les réactions (n,α) et (n,p).

Nous avons, en particulier, cherché à obtenir des appareils de surface et de volume sensibles appréciables, et qui soient le plus "nus" possible, c'est à dire entourés du minimum de matière, condition importante pour l'utilisation aux neutrons.

Pour des raisons indiquées plus loin, nous avons choisi la technique des barrières de surface, moins connue que celle des jonctions à diffusion et encore à l'état empirique.

La première partie de ce travail traite de cette fabrication et des problèmes rencontrés, notamment en ce qui concerne la stabilité des barrières, rendue durable par l'ozonisation du semiconducteur. Une étude de ces détecteurs et des performances obtenues y est faite, et les possibilités de ces appareils examinées. Enfin, nous avons étudié la détérioration des détecteurs à semiconducteurs, barrières de surface et jonctions à diffusion, au cours du temps sous l'influence du milieu ambiant, et sous l'effet des radiations. Nous en avons déduit quelques précautions à prendre pour employer et conserver ces détecteurs dans les meilleures conditions.

La seconde partie est consacrée à une application directe des détecteurs à semiconducteurs. Il s'agit de la mesure du flux de neutrons produits dans les réactions DD et DT, par la méthode de la particule associée. Les spectres obtenus et les avantages offerts par les détecteurs à jonction dans cette expérience y sont exposés.

PREMIERE PARTIE

FABRICATION ET ETUDE DES DETECTEURS A SEMICONDUCTEURS

CHAPITRE I - PRINCIPE DE LA DETECTION PAR JONCTION -

I - Charge d'espace dans une jonction p-n

Si l'on considère une jonction p-n non polarisée, on sait qu'il existe au voisinage de la jonction même des deux types de semiconducteurs une région de charge d'espace étroite dans laquelle s'étend une barrière de potentiel faible, de l'ordre de 0,5 volts (fig. 1).

On peut augmenter la hauteur de cette barrière en polarisant inversement la jonction (fig. 2). On obtient ainsi, par suite de la diffusion respective des porteurs majoritaires d'une région dans l'autre (les trous diffusent vers la région n et inversement), une zone de charge d'espace très élargie dans laquelle règne un champ intense, et qu'on appelle zone de déplétion (zone désertique c'est à dire fortement dépourvue de porteurs).

La largeur de cette zone a été calculée par Shockley; nous verrons plus loin qu'on peut l'écrire, dans un système cohérent d'unités :

$$w = \left[\frac{E\ (V_o + V)}{2\ \pi\ eN} \right] 1/2 \left[\left(\frac{N_a}{N_d} \right)^{1/2} + \left(\frac{N_d}{N_a} \right)^{1/2} \right] cm$$

où V_o est la barrière de potentiel existant dans le cristal en l'absence de polarisation.

V la tension inverse appliquée,

e la charge de l'électron,

E la constante diélectrique du semiconducteur,

$N = N_a + N_d$ somme des concentrations en accepteurs et en donneurs des deux régions.

Cette zone de déplétion est très importante car c'est elle qui définit le volume sensible du cristal. Elle est étroite (quelques centaines de microns au plus en général). Cette dimension réduite est un gros avantage sur les détecteurs classiques comme les chambres d'ionisation à gaz, toujours très encombrants.

II - Ionisation dans un semiconducteur

Lorsqu'une particule ionisante (alpha, proton, deuton ....) pénètre dans le cristal de semiconducteur, elle y dissipe rapidement son énergie, par collision avec les électrons des atomes de celui-ci.

Ces électrons vont ainsi acquérir une certaine quantité d'énergie H dont la valeur maximum est donnée par :

$$H_{max} = \frac{4mK}{M}$$

K étant l'énergie de la particule incidente, M sa masse et m la masse de l'électron.

Si cette énergie reçue par l'électron a la valeur du potentiel d'ionisation du semiconducteur, elle va lui permettre de s'élever de la bande de valence à la bande de conduction. On aura ainsi création d'une paire électron trou dans le cristal (fig. 3).

Ce processus de création de paires est une ionisation, analogue à celle qui a lieu dans les gaz, la différence étant la beaucoup plus faible valeur du potentiel d'ionisation du semiconducteur; l'énergie nécessaire pour créer une paire est en effet de 2,9 ev seulement dans le germanium et de 3,5 ev dans le silicium, c'est à dire environ 10 fois moins que dans un gaz. C'est là un avantage considérable sur les chambres

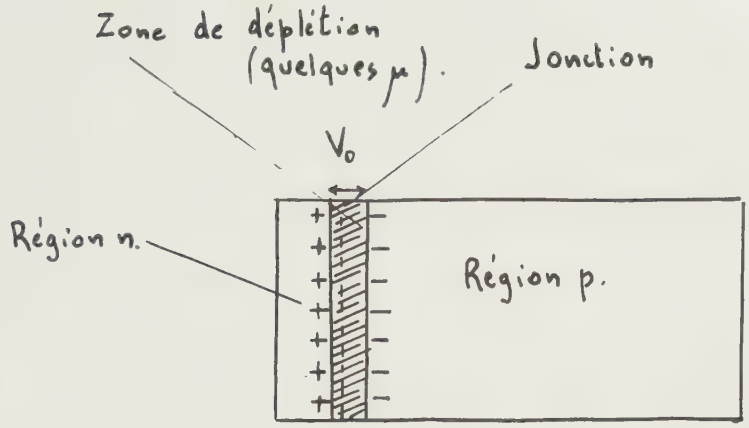


Fig. I. Zone de charge d'espace dans une jonction pn non polarisée.

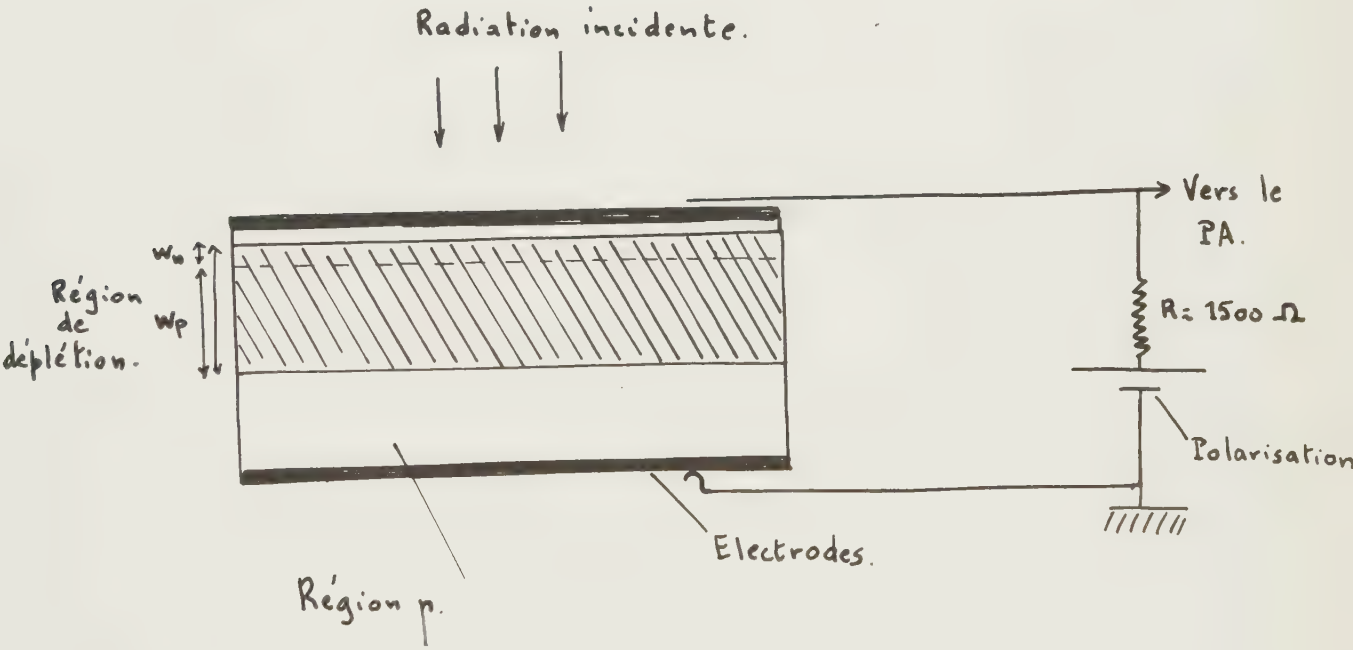


Fig. 2 – Jonction p-n polarisée en inverse pour utilisation en détecteur de particules.

d'ionisation à gaz puisque le nombre de porteurs créés est 10 fois plus grand pour la même quantité d'énergie perdue par la particule dans le compteur. On obtient ainsi une réduction essentielle des fluctuations statistiques sur le nombre de paires créées.

III - Mouvement des porteurs

Le montage électrique du semiconducteur est indiqué sur la fig.2; il consiste simplement en 2 électrodes métalliques A et B planes et parallèles à la jonction, et entre lesquelles on applique la tension inverse V.

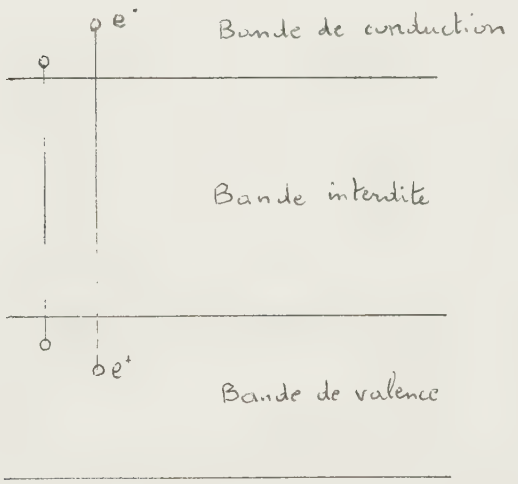


fig.3 - Formation des paires électrons trous dans un semiconducteur

En raison du champ intense (de l'ordre de 10^4 volts par cm), qui règne dans la zone de déplétion, les porteurs de charge qui y seront créés seront rapidement balayés et collectés et on recueille une impulsion à la sortie du détecteur.

Notons que pour ces détecteurs l'impulsion de sortie est en général de l'ordre de 1 à 3 millivolts par Mev.

IV - Réponse du détecteur à semiconducteur

Cette impulsion de sortie est caractérisée par 2 traits essentiels : son temps de montée estrêmement bref et dans les conditions normales d'utilisation, sa proportionnalité à l'énergie de la particule incidente.

A/ Rapidité de la réponse

Nous avons vu que la distance de transit des porteurs était courte quelques centaines de microns au maximum, et que le champ électrique dans la zone sensible était élevé (il est de l'ordre de 10^4 volts-cm).

La mobilité des porteurs qui dépend de la nature du cristal et de la valeur de ce champ, est toujours grande dans le silicium ou le germanium. Dans le silicium à température ambiante par exemple, elle est de 1200 cm^2 apr volt-s pour les électrons, et de 500 cm^2 par volt-s pour les trous : autre différence avec les compteurs à gaz dans lesquels la mobilité des ions est beaucoup plus faible que celle des électrons.

Grande vitesse des porteurs et courte distance de transit font que le temps de montée de l'impulsion est de l'ordre de la nanoseconde, donc très bref. Or, la durée de vie des porteurs est de quelques centaines de microsecondes dans le silicium. Donc, on peut affirmer que l'efficacité de collection sera voisine de 1 dans la zone sensible.

B/ Linéarité de la réponse

Si le parcours de la particule incidente est inférieur à la profondeur de la zone de déplétion, le détecteur fonctionne en spectromètre, c'est à dire qu'il répond linéairement à l'énergie. Cette condition est nécessaire car si nous considérons une nouvelle fois la cristal détecteur, on peut y délimiter 3 régions : fig. 4.

- une région I (qui n'existe généralement que dans les jonctions à diffusion pratiquement) ; elle s'étend sur une profondeur faible, là où a été diffusée l'impureté d'inversion (4 à 6 microns généralement).

Les porteurs créés dans cette zone ont une probabilité à peu près nulle d'être collectés, car la durée de vie a été trop réduite par l'opération de "doping" du cristal. Cette couche morte joue un rôle de fenêtre et il est indispensable qu'elle soit la plus étroite que possible, pour que l'énergie qu'y laisse la particule soit négligeable.

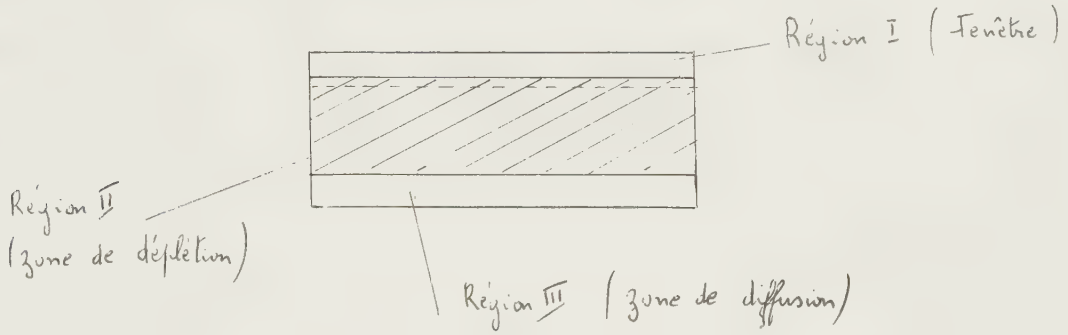


fig. 4 - Schéma de la jonction à diffusion

- la région II qui est la zone de déplétion; ici l'efficacité de collection est 1.

- la région III ou "zone de diffusion" enfin où le champ électrique évanescent est faible.

Si, par suite d'une profondeur de déplétion insuffisante, la particule ionisante est seulement stoppée dans cette zone, du fait que l'ionisation maximum a lieu à la fin du parcours de la particule, des charges pourront y être créées en grand nombre. Elles vont diffuser lentement et certaines pourront parvenir assez rapidement au bord de la zone II et être collectées. Beaucoup d'autres diffuseront jusqu'à la fin de la durée de vie sans y parvenir, et par suite, ne participeront pas à l'impulsion. L'efficacité de collection dans cette région de diffusion sera donc faible d'autant plus que la particule y pénétrera plus

profondément. Le détecteur ne sera alors plus linéaire.

On peut d'ailleurs tracer sa courbe de linéarité (fig. 5), en portant la hauteur d'impulsion en fonction de l'énergie de la particule.

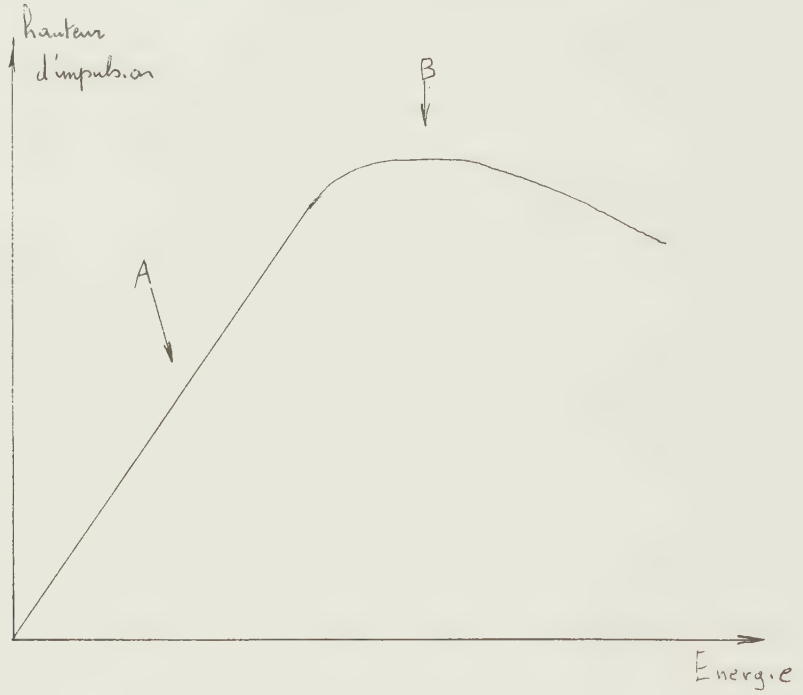


fig. 5 - Linéarité d'une jonction

La partie A correspond au domaine de linéarité du compteur, la partie B non linéaire a la forme d'un palier d'abord, puis s'incline lentement vers le bas. Par conséquent, des particules très énergiques auront, du fait de cette courbure vers le bas une amplitude d'autant plus faible que leur énergie sera plus grande : on aura alors inversion du spectre. Par exemple, dans un spectre alpha, des protons énergétiques parasites pourront donner un pic au début du spectre alors que leur position linéaire est à l'autre extrémité du côté des hautes énergies.

Cette propriété peut d'ailleurs être utilisée pour identifier des pics dans un spectre, en faisant varier la largeur de déplétion au moyen de la tension inverse on provoque un déplacement des pics non à leur place dans le spectre.

Nous verrons dans la seconde partie de ce travail, comment nous avons, par cette méthode, identifié le pic de protons provenant d'une réaction parasite de la réaction DT.

Il est évident que pour un fonctionnement correct du détecteur, la largeur de déplétion doit être suffisante pour stopper complètement la particule à détecter. Malgré sa dimension réduite, elle sera en général en mesure de permettre une spectrométrie très étendue des particules lourdes, p, d...., la densité du cristal étant très supérieure à celle des gaz. Pour des particules moins ionisantes : électrons, mésons, gammas..., la détection par jonctions sera plus délicate, la largeur de déplétion devenant vite trop faible même pour des énergies moyennes. Il est donc intéressant d'avoir de grandes largeurs de déplétion; nous verrons que nous sommes limités de ce côté là.

V - Différentes sortes de détecteurs à semiconducteurs

Les détecteurs à semiconducteurs sont essentiellement de deux sortes : ceux obtenus par diffusion et les barrières de surface.

A/ Jonctions à diffusion

Ce sont celles que l'on trouve actuellement dans le commerce; elles sont obtenues par diffusion d'un type d'impureté dans un cristal de semiconducteur de l'autre type, en général de phosphore dans du silicium type p; la couche diffusée correspond à une couche n.

Il est nécessaire que cette couche soit mince pour réduire l'effet fenêtre déjà signalé.

B/ Barrières de surface

Leur fabrication en est encore au stade du laboratoire et c'est ce genre de détecteurs que nous avons entrepris de fabriquer et d'étudier. Pour ceux-ci la couche d'inversion est obtenue chimiquement par création d'états de surface.

C/ Comparaison barrières de surface jonctions à diffusion

Au point de vue construction, la technique des barrières de surface demande un appareillage beaucoup plus réduit que le procédé de diffusion. D'autre part, elle ne requiert pas le chauffage du semi-conducteur comme dans ce dernier (2), et c'est là un avantage notable car le chauffage réduit la durée de vie des porteurs, ce qui, nous le verrons plus loin est un facteur supplémentaire de bruit.

Ces barrières ne présentent pas, en outre, d'effet fenêtre. Enfin il nous a paru que ce genre de détecteur offre des possibilités plus étendues quant à l'obtention de surfaces utiles plus grandes et de meilleures performances.

CHAPITRE II - CHAINE ELECTRONIQUE REALISEE POUR L'UTILISATION DES DETECTEURS A JONCTION

La figure 6 donne le schéma du "banc d'essai" réalisé pour l'étude des détecteurs à semiconducteurs. La chaine électronique est également celle utilisée pour l'étude des réactions nucléaires.

A/ Boite détectrice

Elle sert à essayer les jonctions; il s'agit simplement d'une boîte métallique dans laquelle on fait un vide primaire. Elle contient une source de polonium, la jonction dont les deux électrodes sont connectées l'une à la masse, l'autre à une fiche coaxiale. On dispose un diaphragme devant la jonction. Dans l'étude des réactions nucléaires, cette boîte est remplacée par une boîte de diffusion portant les cibles.

La liaison est faite au préamplificateur par cable coaxial.

B/ Préamplificateur

La capacité d'un détecteur à jonction n'est pas fixe et varie avec la tension de polarisation. Pour cette raison, la réponse ne doit pas être proportionnelle à la tension, mais au nombre de charges collectées. D'autre part, les impulsions délivrées par le détecteur sont petites et le préamplificateur doit être à faible bruit.

Nous avons donc construit un préamplificateur répondant à ces deux conditions : réponse à la charge et faible bruit.

Ce préamplificateur est à contre-réaction de charges (4) négatives et il est inspiré des préamplificateurs pour jonction décrits par Blakenship et Borkowski (3) et de celui réalisé au C.E.A. par M. Roux. Le tube d'entrée est monté en cascode; il doit avoir

un bruit faible et pour cela, les conditions théoriques (5) demandent un tube à grande pente et à courant de grille faible. Nous avons utilisé un D_3A ou un E 810 F.

Ce préamplificateur comporte, en outre, un cathode follower de White permettant son adaptation à l'amplificateur. Les tubes utilisés pour ce second étage sont des E.188.CC.

Une étude détaillée de ce préamplificateur est faite dans la thèse de M. Grenier (5).

C/ Amplificateur

Nous avons utilisé l'amplificateur AME type APT_2. La mise en forme des impulsions se fait dans le premier tiroir. La théorie (5) montre que le rapport Signal bruit dépend dans une grande mesure des constantes de temps de l'amplificateur. En particulier, ce rapport est optimum lorsque les constantes d'intégration et de différentiation τ_1 et τ_2 sont égales.

En raison du temps de montée bref de l'impulsion fournie par la jonction ces constantes sont relativement courtes. Pour les jonctions utilisées la valeur $\tau_1 = \tau_2 = 3.10^{-6}$ seconde était trouvée optimum.

D/ Ampli loupe

Il a été trouvé bon d'utiliser un ampli à seuil pour une analyse précise et une stabilisation meilleure. Cet ampli est un tiroir de l'Electronique Appliquée.

E/ Sélecteur

Nous disposions d'un sélecteur d'amplitude SAPMI 50 canaux pouvant être utilisé en 150 voire 1500 canaux. L'oscillo est le Tektronix 545.

F/ Polarisation

Le circuit de polarisation se trouve à l'intérieur même du

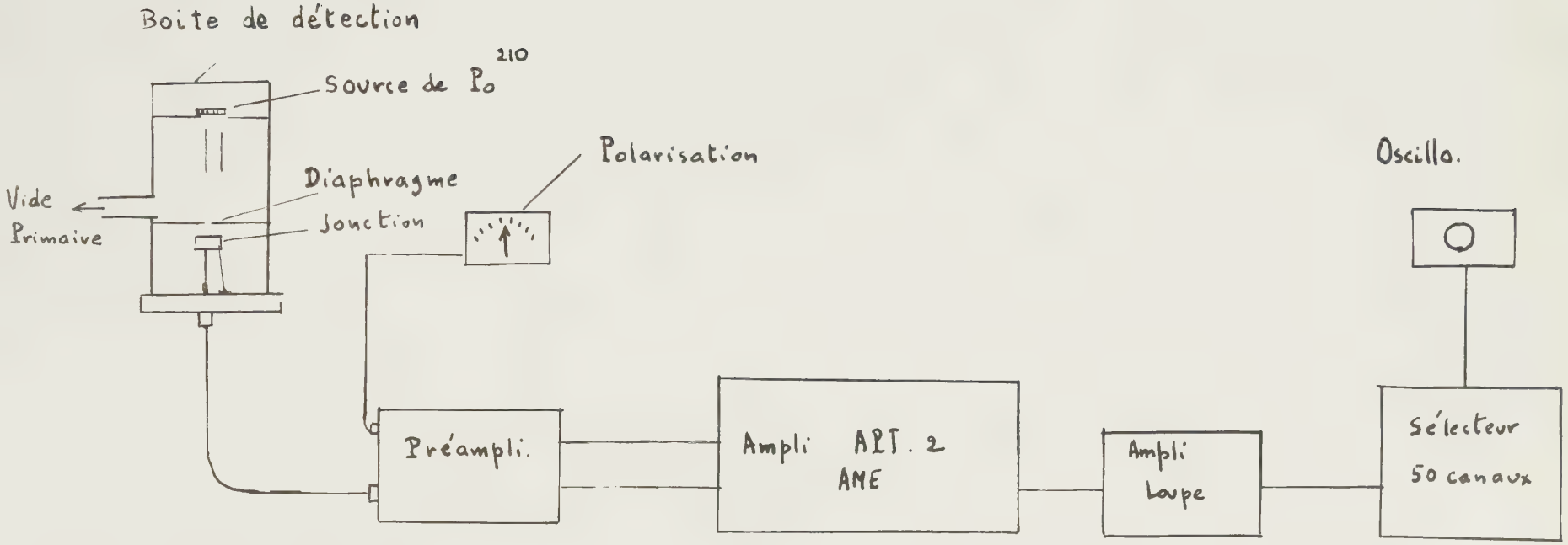


Fig. 6 _ Schéma Bloc de l'électronique employée avec les détecteurs à semi-conducteurs.

préamplificateur. La tension inverse est fournie par une pile placée dans une boîte métallique et reliée à celui-ci par cable coaxial. La valeur de cette tension est réglable par un potentiomètre de grande résistance.

Notons que préampli et ampli sont alimentés par un régulateur de tension pour éviter les dérives.

G/ Bruit de l'électronique

Le bruit propre de l'électronique peut être étudié en injectant au préampli des impulsions analogues à celles délivrées par un détecteur à jonction à l'aide d'un générateur d'impulsions (nous employions un générateur Intertechnique). Le détecteur est remplacé par une capacité.

La tension est injectée à travers une capacité Ci et le bruit de l'électronique correspond à l'élargissement du spectre (Les mesures effectuées et les résultats obtenus sont exprimés dans la thèse de M. Grenier (5).

La valeur obtenue pour la contribution de toute l'électronique au bruit est de 6,7 Kev, ce qui est très satisfaisant pour une spectrométrie alpha ou de protons.

CHAPITRE III - FABRICATION DES BARRIERES DE SURFACE

I - Formation de la couche d'inversion : Interprétation électronique

La technique des barrières de surface est présentée de manière extrêmement empirique, et nous avons essayé d'interpréter le mécanisme de formation de la couche d'inversion en se référant aux théories de l'adsorption catalytique sur les semiconducteurs (6 et 7) et aux travaux effectués dans cette voie sur le silicium et le germanium (8, 9, 10 et 12).

Nous employons du silicium type N. La méthode consiste à provoquer une adsorption d'oxygène à la surface du semiconducteur. Il est observé que les atomes d'oxygène adsorbés tendent à capter les électrons libres du silicium, se comportant de ce fait comme autant de pièges ou trappes d'électrons.

On peut considérer ces atomes d'oxygène comme des impuretés introduites à la surface du semiconducteur, impuretés du type accepteur.

Le transfert des électrons du volume de silicium à la surface a pour conséquence la formation d'une charge négative à la surface du cristal. Celle-ci est compensée par l'apparition d'une charge intérieure opposée.

Les trappes de chimisorption sont séparées du semiconducteur par une mince couche d'oxyde.

Si l'on considère alors les bandes d'énergie du silicium, il s'ensuit qu'au voisinage de la surface du cristal, elles vont être courbées vers le haut, comme le montre la figure 7, c'est à dire que le niveau de Fermi va être abaissé par rapport à la bande de conduction dans cette région. Par conséquent, dans cette zone étroite immédiatement voisine de la couche d'oxyde, les concentrations de trous

et d'électrons des bandes de valence et de conduction, vont être différentes de celle du reste du cristal, puisqu'elles dépendent précisément de la position du niveau de Fermi. Cette région aura une conductibilité opposée à celle du matériel de base, c'est à dire une conductibilité p dans le cas qui nous intéresse.

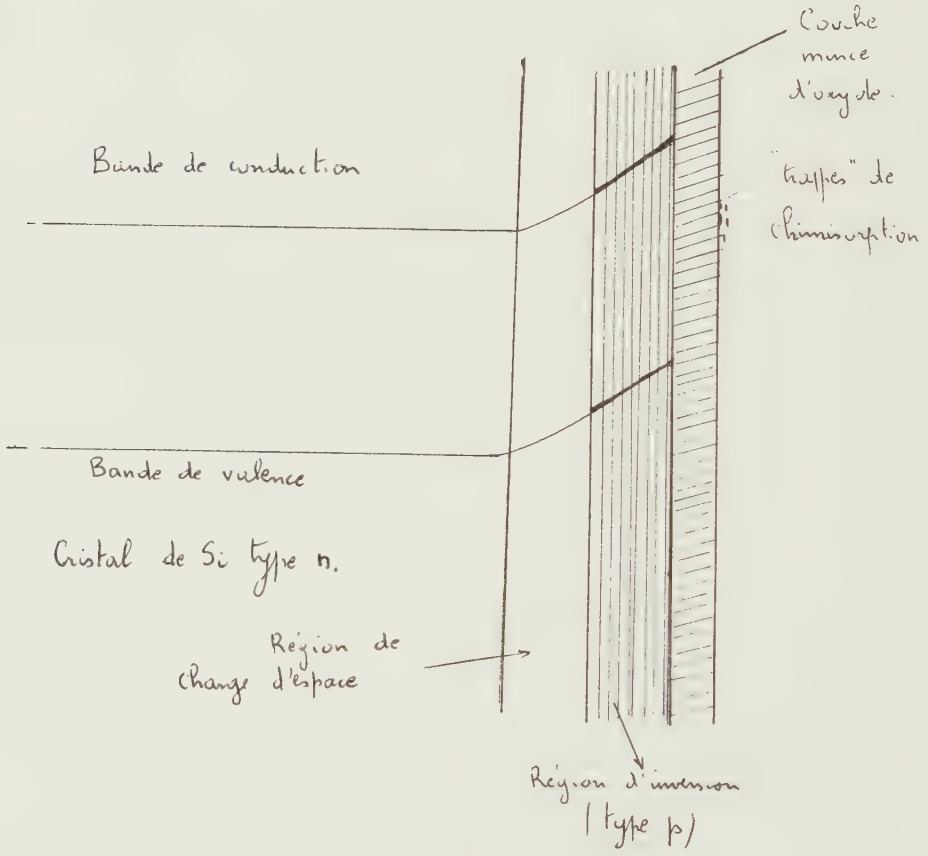


fig. 7 - Couche d'inversion de type p à la surface d'un cristal de lilisium n produite chimiquement par création d'états de surface.

II - Méthode expérimentale - Matériau utilisé

Nous avons entrepris la fabrication des barrières de surface pour les avantages qu'ils présentent et que nous avons invoqués plus haut.

Nous avons repris la technique de construction de ces détecteurs exposée à la conférence de Belgrade par Dearneley et Ferguson, mais en la modifiant et en la simplifiant (11).

Cette technique était encore très empirique; nous avons essayé de dégager une interprétation physique des phénomènes en présence, de manière à pouvoir éventuellement la modifier, voire l'améliorer.

Les problèmes abordés appartiennent au domaine de la chimie physique des semiconducteurs, et par suite, cette fabrication requiert au cours de ses différents stades, des conditions de manipulations propres au traitement des semiconducteurs (13). En particulier, une grande propreté est nécessaire et il a été remarqué que les performances de détecteurs en dépendaient dans une grande mesure : il ne serait question, par exemple, de prendre les cristaux avec les mains.

Certains détails de cette fabrication pourront paraître fastidieux et nous nous en excusons, mais nous croyons nécessaire de les noter, la technologie des semiconducteurs étant délicate et les propriétés des barrières sensibles aux conditions de manipulation.

Le matériel de base est le silicium; il est préférable au germanium car les jonctions obtenues ne demandent pas des conditions thermiques spéciales.

Nous avons utilisé du silicium monocristallin d'orientation III de type n. Les résistivités employées étaient de 1000 à 2000 ohms,cm. Ce silicium est taillé en forme de disques de différentes dimensions. Il peut être acheté soit directement sous cette forme, ce qui évite des

opérations supplémentaires, soit sous forme de billettes qu'on peut découper en disques à l'aide d'une scie à diamant. Rappelons à cet effet que le silicium est à la fois très dur et cassant; il faut donc utiliser une scie tournant à grande vitesse en refroidissant.

Les disques que nous avons utilisés avaient un diamètre de l'ordre de 0,8 à 1,3 cm et des épaisseurs inférieures ou égales au mm.

III - Attaque chimique

Elle a pour but de polir la surface du cristal et d'amorcer le processus d'adsorption. Une seule des faces est traitée et l'autre doît être protégée de l'acide; on peut la recouvrir d'un revêtement métallique, nickel par exemple, mais il risque d'être attaqué et d'introduire des impuretés. Il a été trouvé préférable de protéger cette face par une mince couche de pâte d'argent inattaquée par l'acide que l'on peut ôter facilement ensuite.

Le cristal est introduit dans un bécher de polyéthylène contenant une vingtaine de cc de CP4A. En fait, nous avons constaté qu'un simple mélange d'acides nitrique et fluorhydrique donnait d'aussi bons résultats, l'emploi de l'acide acétique glacial ne paraissant pas indispensable. Quant aux proportions, elles ne sont pas rigoureuses, de l'ordre de une part de FH pour deux de NO3H.

D'autre part, nous n'avons pas retenu la nécessité de faire ce traitement à basse température; il nous a paru au contraire que l'attaque était moins rapide et moins régulière dans ces conditions.

Les produits doivent être purs, car la présence d'impuretés introduit des dissymétries et la formation de couples électrochimiques qui favorisent localement la corrosion, ce qui risque d'endommager

la surface.

CP_4A : 1 vol. FH

2 vol. NO_3H

2 vol. CH_3CO_2H

Le cristal est laissé dans ce "bain d'etch" 2 à 3 minutes seulement, cette durée étant suffisante pour que la face traitée présente un poli brillant et régulier. Il convient durant l'attaque, d'agiter le bécher de façon à balayer les bulles qui surviennent en grand nombre à la surface du cristal, et qui, si elles ne sont pas éliminées, arrêtent localement l'attaque, la rendant par là même irrégulière.

Parfois des contraintes peuvent apparaître durant cette attaque, causant des dislocations; de tels cristaux ne donnent pas de bons détecteurs.

Le cristal est ensuite lavé longuement à l'eau distillée à l'abri de l'air pour éviter un noircissement de la surface. Il est alors sorti du bécher et séché rapidement.

IV - Oxydation

On le place dans un dessicateur où on le laisse reposer quelques heures de manière que s'établisse le processus d'adsorption.

Il est ensuite porté dans un évaporateur sous vide; on définit l'aire utile du compteur au moyen d'un cache de mica. Cette surface utile ne doit pas s'étendre sur toute l'aire du cristal.

On évapore alors une mince pellicule d'or (250 à 500 Å). Le détecteur lui-même est pratiquement terminé; on le laisse reposer quelques jours à l'air sec pour permettre à l'oxydation de se poursuivre à travers l'or mince.

V - Connections

La connection arrière est faite en cimentant la face non traitée du cristal à un disque métallique (nickel par exemple), au moyen de pâte d'argent conductrice. On peut accélérer le séchage de celle-ci en chauffant légèrement à l'air.

La cpnnection avant est réalisée à l'aide d'un fin fil d'or (50 à 100 microns), ce fil est soudé à la surface utile du détecteur à la pâte d'argent, par une fine gouttelette.

La soudure à la pâte d'argent est commode pour faire ces connections, car elle ne demande pas le chauffage du silicium (qui l'altérerait); la gouttelette doit être aussi fine que possible et ne pas déborder sur la zone non dorée du cristal.

Cette connection peut aussi être faite par pression, mais c'est moins commode et l'électrode peut abîmer le fil d'or. L'autre extrémité du fil d'or est soudée également à la pâte d'argent à une électrode solidaire mais isolée du support de nickel.

Le détecteur est alors prêt à fonctionner.

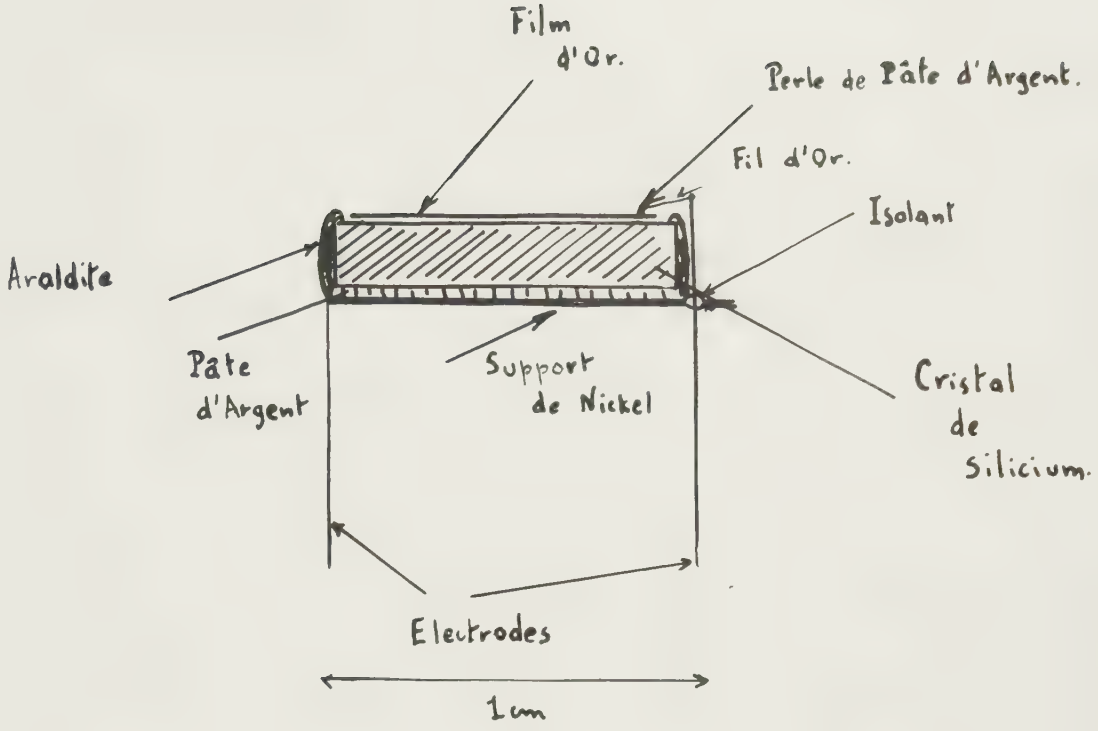
La fig. 8 donne une vue schématique de ces appareils.

VI - Possibilités de ces détecteurs - Défauts de cette méthode d'oxydation à l'air

Les barrières de surface ainsi obtenues avaient des caractéristiques très acceptables, mais étaient limitées au point de vue stabilité.

A/ Performances

Le courant de fuite de ces jonctions était convenable jusqu'à 100 volts environ. Il pouvait d'ailleurs être fortement réduit en entourant les bords du cristal d'araldite. Par contre (14) nous



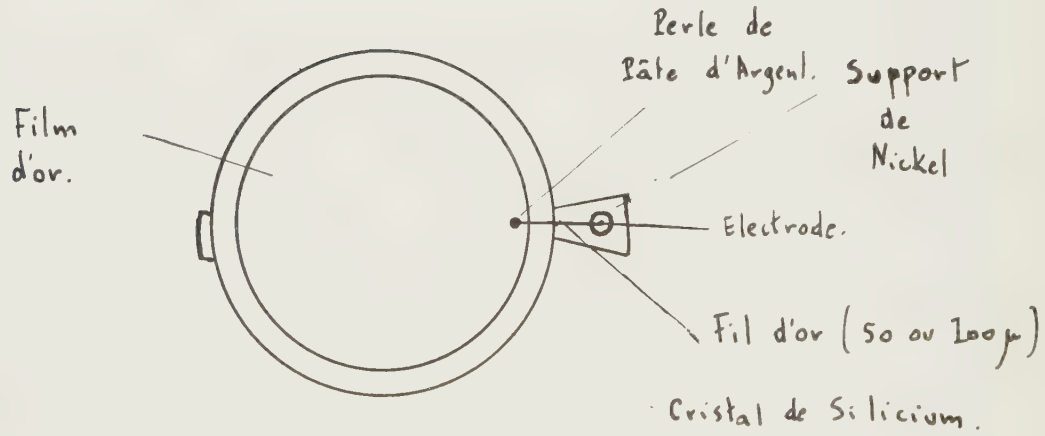


Fig. 8 - Coupe schématique des barrières de surface réalisées.

n'avons pas constaté qu'il diminuait par chauffage du silicium comme l'indiquaient certains auteurs.

Nous obtenions des largeurs de déplétion de l'ordre de 100 à 200 microns.

Quant à la résolution elle était correcte; disons tout de suite à ce point de vue que la source de polonium dont nous disposions pour les mesures était épaisse et grossière. Néanmoins une résolution de 2,5% était obtenue, ce qui doit correspondre à une résolution réelle de l'ordre de 1%, par comparaison avec les jonctions du commerce de résolution donnée et fonctionnant dans les mêmes conditions.

B/ Instabilité

Le défaut essentiel des détecteurs ainsi obtenus était leur trop grande instabilité. Cela provient de l'instabilité même du film d'atomes adsorbés superficiel qui se rompt ou se modifie rapidement, entraînant par là une modification des caractéristiques.

A l'air, cette instabilité était tolérable, mais dans un vide primaire le courant inverse montait rapidement en même temps que la tension de claquage diminuait. Au bout de quelques jours les détecteurs étaient très altérés, souvent même inutilisables, ne supportant plus que des tensions faibles. D'autre part, nous n'observions pas de régénération appréciable au repos.

De plus, des claquages momentanés survenaient dans leur utilisation qui disparaissaient ensuite.

C/ Importance des pertes

Cette méthode d'oxydation ajoute un autre défaut, celui de n'être pas fidèle en ce sens que le déchet est important; en effet, l'adsorption est certainement irrégulière et dans le même lot de jonction les caractéristiques sont très variables, et un certain nombre ont un fonctionnement médiocre.

Ces raisons nous ont conduit, en se référant aux lois de l'adsorption catalytique, à essayer d'obtenir des détecteurs plus stables.

VII - Stabilisation des films d'adsorption; ozonisation du semiconducteur

C'est un phénomène connu en matière d'adsorption, que l'oxygène sous forme actif donne des films superficiels plus stables et plus solides que l'oxygène normal de l'air.

Nous avons utilisé cette propriété pour obtenir des détecteurs durables.

Cette stabilisation a été obtenue en soumettant la face chimique traitée du cristal à l'action de l'ozone. Celui-ci était obtenu à partir d'un petit ozoniseur du commerce, lequel suffisait à saturer rapidement en ozone l'atmosphère d'une enceinte réduite.

Le processus d'oxydation est le même que précédemment : après l'attaque chimique, le cristal de silicium est laissé quelques heures dans l'ozone; on évapore le film d'or et on le réintroduit dans l'ozone une dizaine d'heures.

Les détecteurs ainsi réalisés sont beaucoup plus stables; le nombre des échecs est pratiquement nul et tous ceux obtenus par cette méthode ont des caractéristiques correctes. En particulier, ils supportent des tensions inverses plus élevées et possèdent par suite des largeurs de déplétion plus grandes.

D'autre part, ces barrières de surface ne présentent plus les phénomènes de claquages intermittents observés sur les premiers, et qui, semble-t-il provenaient de la rupture ou de la modification des liaisons superficielles. Nous pensons que l'ozone a pour effet de produire une couche monoatomique d'oxygène, adsorbé plus régulière et plus solide.

CHAPITRE IV - REALISATION DE JONCTIONS CONCUES POUR L'ETUDE DES REACTIONS NUCLEAIRES

I - Jonctions sans armature

Cette étude a été entreprise en vue d'une éventuelle application des jonctions à la recherche sur les réactions (n,α) et (n,p).

Ces réactions s'avèrent difficiles et délicates en raison du fond énorme provenant du détecteur lui même et des faibles valeurs de sections efficaces qu'elles possèdent.

Or, les détecteurs du commerce sont protégés par un enrobage considérable, très utile à leur protection, mais qui peut être une source d'erreur en fonctionnement aux neutrons. En effet, ils sont en général entourés d'une carcasse métallique remplie de résine epoxy, laquelle, si elle n'est pas gênante dans certaines réactions comme les réactions (d,α) par exemple, le devient dans l'utilisation des neutrons rapides.

Les barrières de surface fabriquées suivant le montage précédent étaient déjà plus dépouillées, mais restaient encore entourées de trop de matière.

Nous avons donc essayé de construire des détecteurs qui soient le plus nus possible, en particulier, en supprimant le support métallique servant d'électrode arrière, pour réduire au minimum les substances étrangères au semiconducteur.

La fig. 9 montre le montage d'une telle jonction; le support métallique plein est remplacé par un anneau très mince sur lequel le cristal de silicium ne repose que par le bord. Cet anneau est métallique, isolé du semiconducteur par un anneau de mica de même dimension, et le cristal y est collé à l'aide de deux perles d'araldite.

L'électrode arrière est faite de la même façon que celle avant au moyen d'un film d'or évaporé sous vide. De même pour les contacts métalliques.

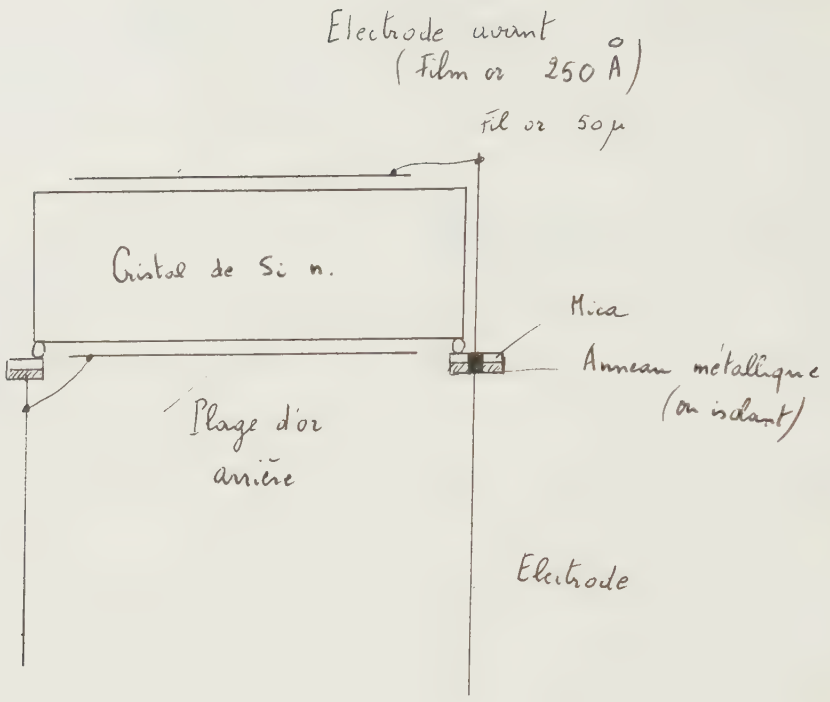


fig. 9 - Jonction nue

Ainsi le détecteur est presque indépendant de son support et le rôle de la pâte d'argent est réduit aux deux gouttelettes sur les faces dorées. Les couches d'or sont fines (150 à 200 Å) environ), et comme la section efficace de l'or en (n,α) est très faible, de l'ordre de 3 mb on peut considérer le nombre d'alphas venant de l'or comme nul.

Le cristal est bien isolé, et malgré l'absence de résine protectrice, le courant inverse de ces détecteurs reste faible, et les performances obtenues très satisfaisantes. Nous les étudierons plus loin.

C'est avec de telles jonctions que nous avons étudié les réactions (n,α) sur le Si^{28} et le Si^{29} (5 et 31).

II - Jonctions dE/dx

A/ But de la fabrication de jonctions minces

Nous avons entrepris de réaliser des jonctions minces, d'épaisseur totale inférieure à 100 microns, dans le but de les utiliser dans la réalisation d'un télescope E.dE/dx.

Rappelons brièvement le principe d'un tel télescope; il est constitué de deux compteurs :

- le premier dE mince dans lequel la particule à détecter perd une relativement faible quantité d'énergie.
- le second E où elle est stoppée.

Ce télescope est intéressant car il permet la discrimination des particules; en effet, la formule de Bethe permet d'obtenir la valeur approchée de la quantité dE/dx :

On a sensiblement

$$dE/dx = k.M.Z^2/E$$

avec E : énergie de la particule, M sa masse, Z sa charge.

soit : $$E.dE/dx = k.M.Z^2$$

On voit donc que le produit E.dE/dx est en première approximation indépendant de l'énergie et fonction uniquement de la masse et de la charge de la particule, donc de la nature de celle-ci.

On recueille les impulsions des deux compteurs et on réalise électroniquement leur produit. La valeur de celui-ci variant avec la nature des particules détectées, ce système permettra de discriminer les différentes particules émises dans une réaction nucléaire par exemple.

De tels télescopes ont déjà été expérimentés par certains auteurs en prenant comme compteur dE/dx, une chambre d'ionisation et pour compteur E soit un scintillateur à NaI, soit une jonction (15,16,17).

Le but poursuivi est d'obtenir une jonction suffisamment mince ppur qu'elle puisse être utilisée comme compteur dE, c'est à dire pour que les particules y laissent une quantité d'énergie faible par

Le compteur E serait obtenu quant à lui en fabricant une jonction de très grande largeur de déplétion : cela est possible avec du silicium de très haute résistivité (20.000 ohms par exemple). On pourrait alors y détecter des protons de 12 Mev.

Un tel télescope serait extrêmement intéressant de par sa taille minuscule et sa résolution élevée.

B/ Résultats

Nous avons essayé de fabriquer des jonctions minces sur le même modèle que les précédentes.

Nous utilisions des disques de silicium de 100 microns d'épaisseur et de 8 mm de diamètre; après corrosion l'épaisseur était réduite à 80 microns environ.

L'attaque chimique est plus délicate que pour des disques épais, une corrosion régulière étant plus difficile à diriger car les bords sont attaqués plus vite.

Pour éviter de briser le disque celui-ci est monté tout de suite sur son anneau et la face arrière est protégée de l'acide par une feuille de mica collée à cet anneau que l'on peut ôter facilement ensuite.

Des jonctions de 80 microns et de 50 mm^2 de surface utile ont été faites ainsi et donnent de bons résultats ; en particulier, leur résolution est excellente.

La résistivité du silicium employé étant seulement de 190 ohms-cm les largeurs de déplétion maxima obtenues sont de 50 microns.

Pour un fonctionnement optimum de ces jonctions minces en dE/dx, il est intéressant d'obtenir une région de déplétion s'étendant sur toute l'épaisseur du disque; nous pourrons y parvenir en utilisant une résistivité plus élevée ou en faisant des jonctions encore

plus minces; nous pensons arriver à 50 microns.

Avec une barrière dont la région de déplétion occupe tout le volume, nous pourrons en effet avoir un rapport signal bruit convenable et il n'y aura pas de perte d'énergie non transformée en impulsion.

CHAPITRE V - ETUDE DES BARRIERES DE SURFACE REALISEE

Nous avons étudié les caractéristiques des détecteurs réalisés; nous en donnons les résultats.

I - Surface utile

Il est intéressant dans l'étude des réactions nucléaires surtout, d'avoir des détecteurs dont la surface utile ne soit pas trop faible. Or, les jonctions à diffusion du commerce sont souvent petites, une dizaine de mm^2 en général.

Nous verrons que les caractéristiques d'une jonction dépendent dans une grande mesure de cette surface utile; en effet, plus celle-ci est grande, plus faibles sont les impulsions; quant au bruit il croît avec elle. Donc on se trouve limité dans l'obtention de jonctions larges.

Nous pensons que les barrières de surface permettent de disposer de plus grandes surfaces utiles que les jonctions à diffusion. Nous avons, en effet, obtenu des barrières de 50 à 80 mm^2 dont les performances sont meilleures semble-t-il que des jonctions à diffusion moins larges.

Pour un cristal donné, la zone utile doit être largement inférieure à la surface du cristal; dans le cas contraire, le courant de fuite est trop élevé.

II - Courant inverse

C'est la caractéristique fondamentale de ces détecteurs à semi-conducteurs, puisqu'elle détermine le bruit de la jonction et par suite ses limites de fonctionnement.

Toute jonction est en effet traversée sous tension inverse par un courant de fuite I dont la valeur croît avec cette tension de polarisation.

A/ Valeur et forme de ce courant

Pour le silicium et les surfaces utiles considérées, le courant inverse des barrières réalisées était de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-6} ampères.

La forme de cette caractéristique inverse est donnée, pour diverses jonctions obtenues par la fig. 10; la région de fonctionnement du détecteur correspond au domaine des tensions où la valeur du courant inverse croît lentement; là où commence l'ascension rapide de la courbe se situe la limite du détecteur, cette dernière variant avec les appareils. La limite moyenne observée pour ceux réalisés ici était comprise entre 80 et 150 volts. Au voisinage de cette tension de claquage le bruit devient prépondérant et le rapport signal sur bruit décroissant rapidement, le détecteur n'est plus utilisable.

B/ Mesure du courant inverse

Il est mesuré directement à l'aide d'un microampéremètre placé en série dans le circuit de polarisation. Fig. 11.

La jonction est bien sûr placée dans l'obscurité.

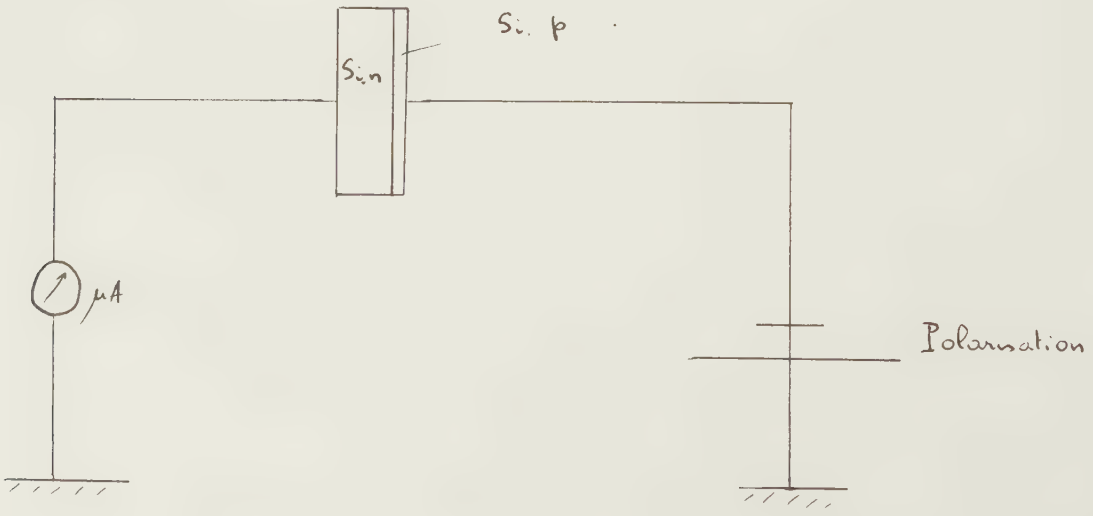


Fig. II - Mesure du courant inverse d'une jonction

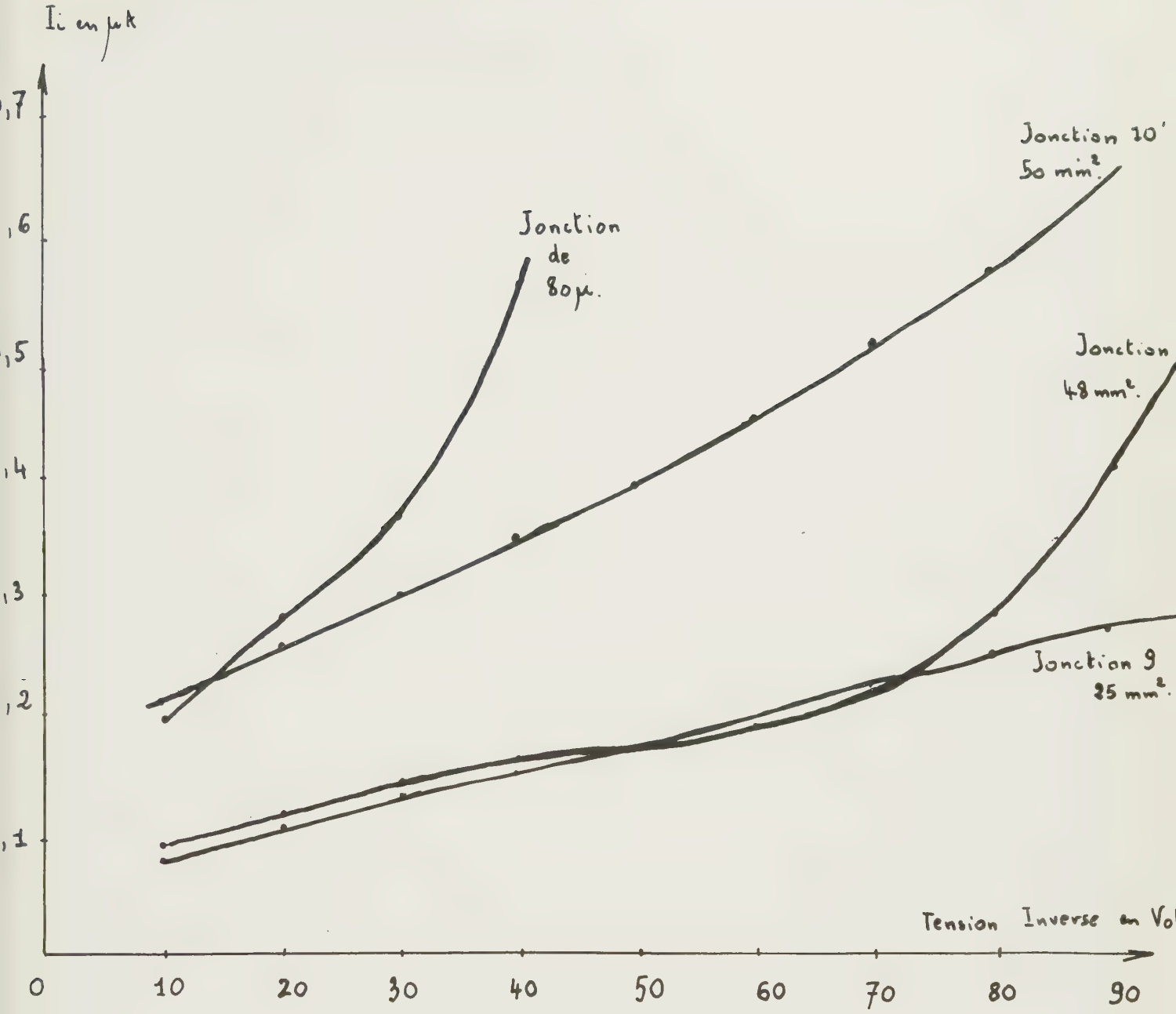


Fig.10 - Caractéristiques inverses de quelques barrières de surface réalisées.

C/ Origine de ce courant

Le courant de fuite des jonctions est supposé avoir 3 sources essentielles :

1)- Diffusion des porteurs minoritaires

Ces porteurs minoritaires peuvent diffuser jusqu'au bord de la région de déplétion et être collectés. Cette contribution au courant inverse est faible.

Shockley a calculé la valeur de ce courant de diffusion; il donne la formule :

$$I_d = \frac{e.n.l}{2\,\tau_0} \quad \text{nanoampères par } cm^2.$$

avec l : distance à partir de laquelle les porteurs peuvent diffuser dans la région de déplétion

n : nombre de porteurs minoritaires dans le matériel

e : charge de l'électron

τ_0 : durée de vie des porteurs minoritaires

2)- Génération de charge d'espace

Cette seconde composante du courant de fuite est due à la présence dans la région de déplétion, de centres de "trapping" et de recombinaison qui peuvent capturer les porteurs.

De tels centres vont ainsi fournir trous et électrons et participer de la sorte au bruit de la jonction. Leur contribution dépend de leur densité et de la section efficace. Si l'on note respectivement ces facteurs par N_t et 6, le temps moyen pendant lequel un porteur reste libre avant de tomber dans une trappe sera :

$$\tau = \frac{l}{N_t . 6 . v_e}$$

v_e = vitesse d'entrainement des porteurs.

On voit ici l'importance de la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur; en effet, la composante de génération du courant de fuite sera d'autant plus marquée que la durée de vie sera plus faible.

Nous avons déjà noté à ce point de vue l'avantage offert par la fabrication des barrières de surface du fait de la non nécessité de chauffage du semiconducteur et par suite du non risque d'altération du temps de vie.

La valeur du courant de génération donnée par Shockley(18) s'écrit :

$$I_g = \frac{e.n_i.w}{2\,\tau_o} \quad \text{nanoampères par cm}^2$$

où n_i est le nombre de trous d'électrons dans le matériel intrinsèque.

La valeur de n_i donnée par le silicium dans la littérature est $n_i = 1{,}5.10^{10}$ par cm^2.

En portant la valeur de w et celle de n_i, on obtient :

$$I_g = 60.\frac{(\rho V)1/2}{\tau_o} \quad \text{nanoampères}$$

Notons que ce courant augmente avec la polarisation en même temps que la largeur de déplétion puisque le nombre de centres de recombinaison est fonction du volume déplétif.

Ce courant théorique $I_d + I_g$ est très inférieur au courant inverse total mesuré et cette différence est expliquée en faisant intervenir l'existence d'un courant de surface.

3) - Courant de surface

Son origine n'est pas très bien connue et ses causes sont certainement diverses et nombreuses : conduction d'ions provenant du film d'oxyde par exemple.....

Nous verrons que ce courant est sensible à l'environnement et varie avec les facteurs physiques de celui-ci.

D/ Variation du courant inverse

1)-Photosensibilité

Les détecteurs sont très sensibles à la lumière et doivent être utilisés à l'obscurité car le courant inverse devient énorme dans le cas contraire.

2)-Vide

Les jonctions placées dans le vide ont un courant inverse qui augmente lentement, mais reste longuement acceptable pour les jonctions stabilisées à l'ozone; elles sont d'ailleurs régénérées au repos.

3)-Température

Le courant inverse varie très sensiblement avec la température; nous avons étudié cette variation de -10 à 80°C (fig. 12)

On voit que le courant de fuite passe de 5.10^{-8} à 5.10^{-7} ampères dans cet intervalle de température.

Il est donc avantageux de fonctionner à des températures basses avec ces appareils.

III - Largeur de déplétion

Nous avons déjà traité de ce volume déplétif qu'on peut comparer au volume interplateaux d'une chambre d'ionisation.

A/ Calcul de la profondeur de déplétion

La formule générale donnant la largeur de déplétion d'une jonction p-n a été calculée par Shockley :

$$w = 1{,}05.10^{-6}\left[\frac{E.(V_0+V)}{2\pi.e(N_a+N_d)}\right]^{\frac{1}{2}}\left[\left(\frac{N_a}{N_d}\right)^{\frac{1}{2}}+\left(\frac{N_d}{N_a}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \text{ cm}$$

E : constante diélectrique du semiconducteur; pour le Si, E = 12.

N_d: concentration en donneurs de la région n

N_a: concentration en accepteurs de la région p

Nous en avons déduit la largeur de déplétion correspondant à nos barrières de surface.

Comme V est très supérieur à V_o, prenons $V_o + V = V$

Dans la couche d'inversion, N_a est beaucoup plus faible que N_d, la formule précédente peut donc s'écrire :

$$w_p = 1,05.10^{-6} \left[\frac{E.V}{2\pi.e.N_d} \right]^{\frac{1}{2}} cm$$

en faisant intervenir la résistivité $\rho = \frac{1}{e.\mu_e.N_d}$

on obtient : $w = 1,05.10^{-6} \left[\frac{E.V.\rho.\mu_e}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$

μ_e est la mobilité des électrons; nous pouvons prendre 1200 cm^2/V

D'autre part, E = 12.

En portant ces valeurs dans la formule de Shockley, il vient :

$$w = 0,51. (\rho.V)^{1/2}$$

B/ Valeurs obtenues

La résistivité maximum que nous avons employée était de 2000 ohms-cm; avec cette valeur les profondeurs de déplétion maxima atteintes sont de l'ordre de 250 microns, permettant un fonctionnement en alpha jusqu'à 25 Mev environ, ce qui est déjà intéressant.

D'ailleurs, pour cette valeur, il n'est pas possible d'obtenir plus et pour un cristal de semiconducteur donné, il y a une limite de la largeur de déplétion.

w dépend essentiellement de la tension inverse et de la résistivité, ces deux grandeurs étant les seules nous permettant d'augmenter sa valeur.

Pour la première, nous nous heurtons à la tension de claquage; il reste donc la possibilité d'agir sur ρ , c'est à dire d'utiliser du silicium de haute résistivité, autrement dit de grande pureté.

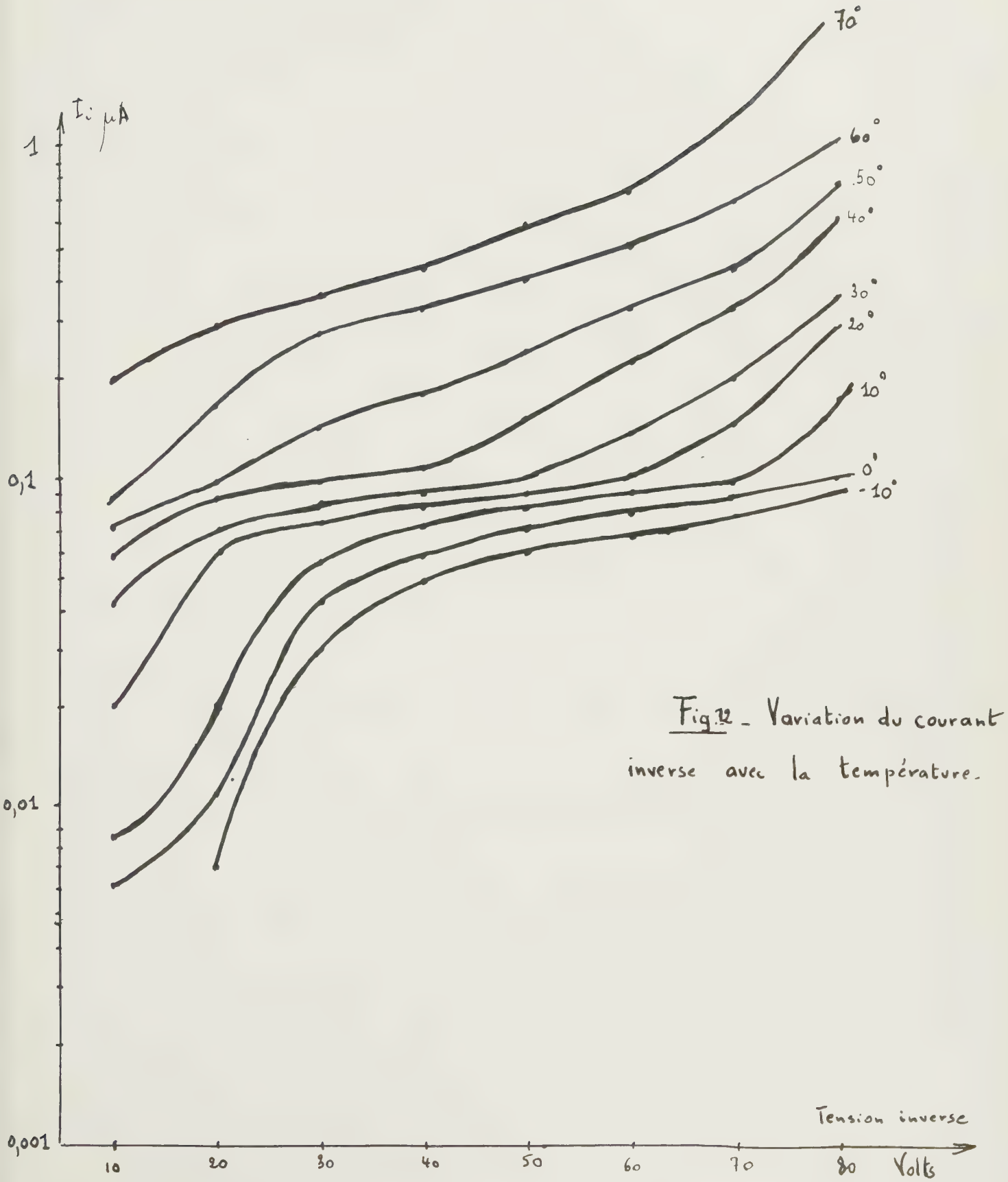


Fig. 12 - Variation du courant inverse avec la température.

Par exemple, avec du silicium de 15.000 ohms, comme utilisent certains auteurs américains, nous pensons qu'il serait possible d'obtenir des largeurs de déplétion de l'ordre du mm.

C/ Mesure

Il ne nous est pas possible de mesurer directement la largeur de déplétion des jonctions; pour ce faire, il faudrait par exemple, disposer de protons de différentes énergies; en traçant alors la courbe de linéarité, on aurait immédiatement la valeur cherchée.

On peut néanmoins avoir une valeur approchée en la calculant à partir de la capacité du détecteur qui elle est mesurable.

Pour une zone de déplétion w et un détecteur de surface S et de constante diélectrique E, la capacité est donnée par :

$$C = \frac{E.S}{4.\pi .w}$$

d'où la valeur de w connaissant celle de C.

IV - Capacité des détecteurs

A/ Calcul

En ramplaçant w par sa valeur dans la foumule précédente, il vient :

$$C = \frac{1.12}{4.\pi .0,51.(\rho V)^{1/2} .10^{-4}} \quad pF/cm^2$$

soit

$$\boxed{C = 1,87.10^{4}. (\rho .V)^{-1/2} \ pF/cm^2}$$

B/ Mesure de la capacité

La formule précédente montre que la capacité des jonctions n'est pas fixe et varie avec la tension de polarisation.

L'impulsion de sortie a pour valeur :

$$v = Q/C_t$$

où Q est la charge totale recueillie sur les électrodes et C_t la capacité totale : détecteur + circuit d'entrée.

Le principe de la mesure est le suivant : nous avons remplacé le préampli de charge par un préampli ordinaire et nous avons mesuré la hauteur d'impulsion pour différentes tensions de polarisation. La charge Q a pour valeur :

$$Q = E/\mathcal{E} \cdot e$$

E étant l'énergie de la particule et $\mathcal{E}$ le potentiel d'ionisation du silicium soit 3,5 ev.

Nous avons utilisé une source de polonium, E = 5,3 Mev

soit $$Q = 5{,}3.10^{6}.1{,}6.10^{-19}./3{,}5 \text{ Coulombs}$$

on en déduit pour valeur de C_t en picofarads :

$$C_t pF = 265/v_{mv}$$

La figure 14 donne l'allure de la courbe capacité du détecteur en fonction de la tension inverse; notons cependant que cette mesure donne seulement une valeur approchée de la capacité, celle-ci étant entachée d'erreur par des capacités de contact qui faussent la mesure.

Une autre méthode de mesure de la capacité des jonctions consiste à placer une capacité en parallèle sur le détecteur et à mesurer la nouvelle hauteur d'impulsion; cette méthode est encore moins précise que la précédente.

De la figure 14, on déduit la courbe 15 qui donne la valeur de $1/C^2$ en fonction de la polarisation, et qui correspond à la variation de w^2 en fonction de cette dernière.

Note : En général, il semble que la valeur de la profondeur de déplétion suit assez bien celle théorique donnée par la formule $1/2\ (\rho . V)^{1/2}$. Nous l'avons constaté plus précisément dans l'étude de la réaction (n,α) sur le silicium; nous avions

toute une série de pics jusqu'à 14 Mev que nous avons identifié et une variation de la tension inverse montrait directement la limite de linéarité et par suite la largeur de déplétion.

La capacité étant fonction de la surface, on voit qu'indépendamment du bruit on est limité dans l'obtention de grandes surfaces par la hauteur d'impulsions.

Les figures 14 et 15 correspondent à une barrière de 50 mm^2 et de 1200 ohms-cm; la capacité à 40 volts par exemple est de l'ordre de 100p F/cm^2.

V - Résolution des détecteurs

A/ Définition et valeurs obtenues

L'avantage majeur des détecteurs à semiconducteurs est leur haut pouvoir de résolution, beaucoup plus élevé que celui des détecteurs classiques.

La résolution est exprimée par la largeur à mi-hauteur d'un pic obtenu à partir d'un rayonnement monocinétique : les alphas du polonium par exemple. On peut l'exprimer directement en énergie ou en %.

Notons tout de suite que la source de polonium dont nous disposions était une source grossière alors qu'une mesure précise de la résolution nécessite une source mince. De sorte que les valeurs que nous donnons ici sont beaucoup plus grandes que celles correspondant réellement aux détecteurs. Par comparaison avec les détecteurs de résolution donnée livrés par le commerce, nous estimons que les résolutions citées sont environ le triple des résolutions réelles, l'épaisseur de la source élargissant considérablement le pic du côté des basses énergies.

Nous avons pu vérifier, d'autre part, la haute résolution de ces barrières de surface dans l'étude des réactions (n,α) sur le silicium; les pics obtenus avaient une résolution supérieure

à ceux déjà parus.

Nous donnons ci-dessous quelques valeurs de résolution obtenues avec nos barrières de surface, pour la source de polonium citée :

Jonction 1	48 mm^2	R = 1,8%
Jonction 2	64 mm^2	R = 6%
Jonction 3	50 mm^2	R = 1,6%
Jonction 8	50 mm^2	R = 1,8%
Jonction mince de 80	45 mm^2	R = 1,2%

La figure 16 montre un spectre obtenu avec une jonction pour le polonium. La figure 13 montre le spectre obtenu dans les réactions (nα) sur le Si^{28} et le Si^{29} (31 et 5).

B/ Variation de la résolution avec la tension de polarisation

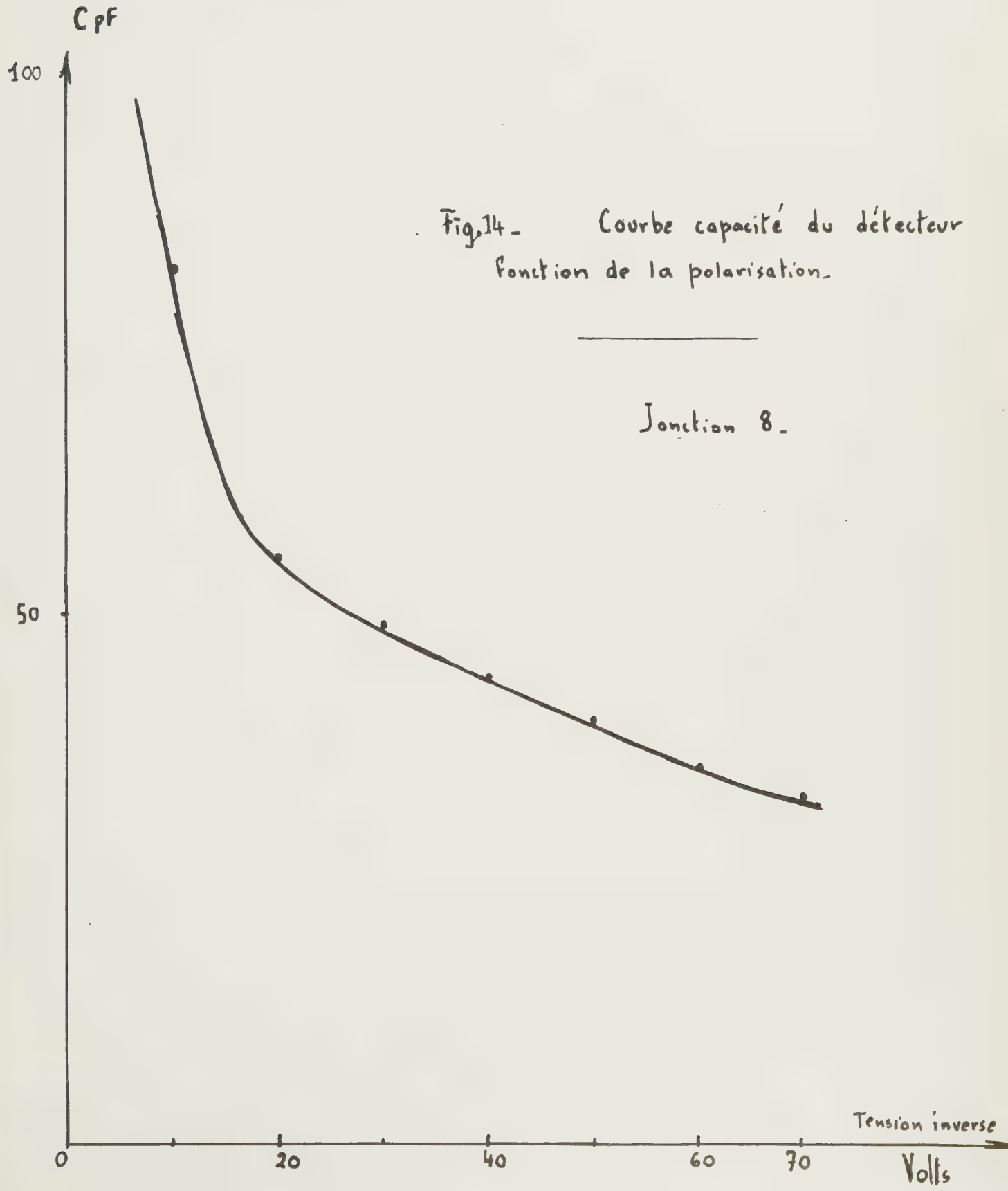
Les valeurs précédentes correspondent aux valeurs optima; en effet, la résolution des détecteurs à semiconducteurs n'est pas une constante et varie avec la tension inverse appliquée.

La figure 17 donne cette variation pour quelques jonctions réalisées; on note ainsi l'existence d'une tension optimum pour avoir la meilleure résolution.

Du côté des basses tensions, nous pensons que l'altération de la résolution est due à ce que la diode fonctionne à la limite de la linéarité de sorte qu'une partie des porteurs pourrait se trouver dans la zone de diffusion.

côté tensions élevées, la diminution du pouvoir de résolution provient de l'augmentation du bruit de la jonction avec la tension inverse.

On a donc pour chaque jonction une région optimum de fonctionnement dans laquelle on doit se placer pour la meilleure



Fig, 14 - Courbe capacité du détecteur fonction de la polarisation.

Jonction 8.

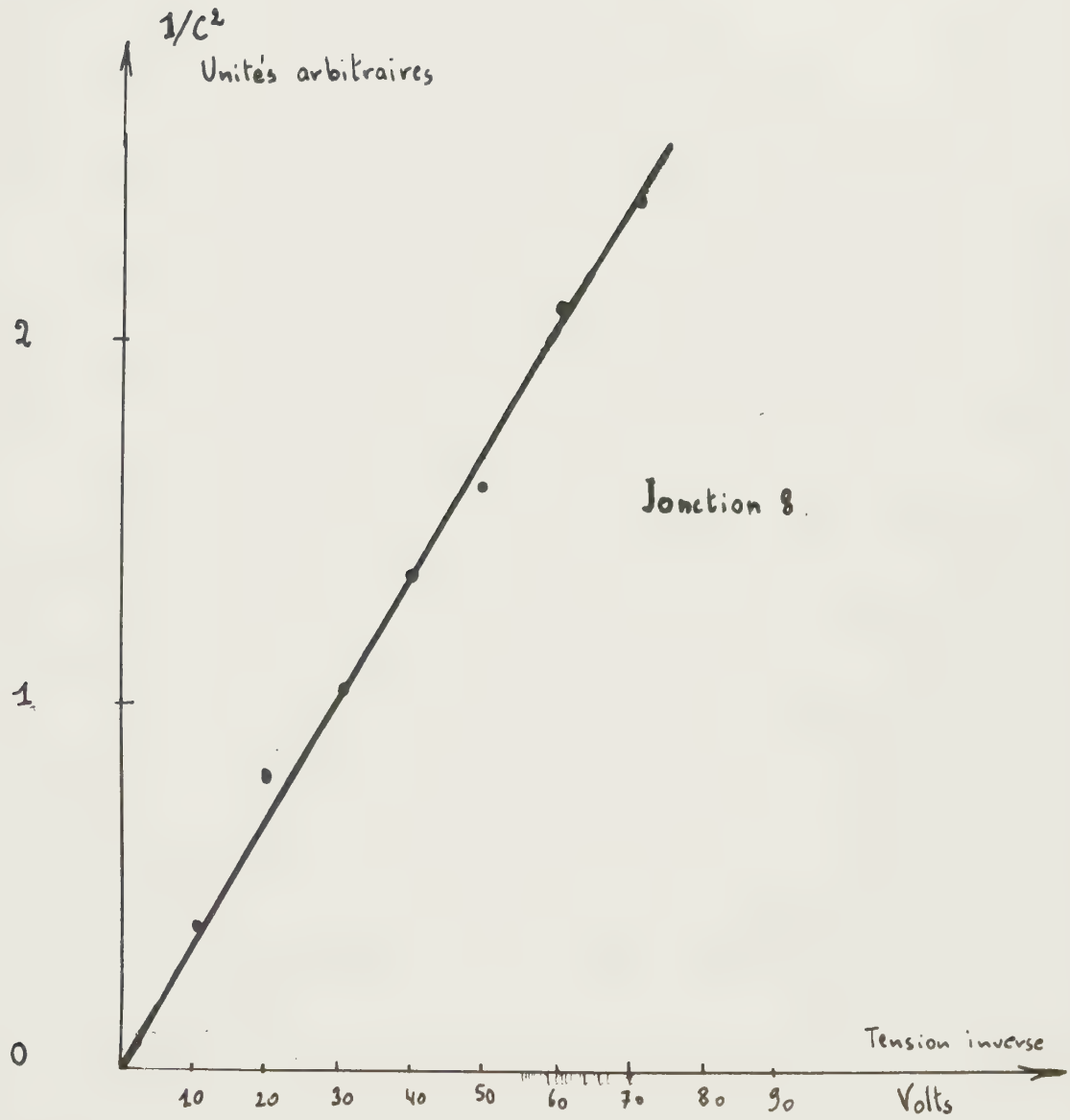


Fig. 15 - Courbe $1/C^2$ fonction de la tension inverse pour une barrière de surface -

utilisation du détecteur. Cette région est plus ou moins étendue suivant le détecteur mais elle s'étend rarement jusqu'à la tension de claquage la résolution devenant médiocre avant celle-ci.

C/ Facteurs influençant la résolution

La résolution élevée de ces détecteurs tient à plusieurs causes en particulier la faible valeur du potentiel d'ionisation du silicium qui entraîne une dispersion statistique très réduite de l'énergie. En effet, si l'on considère par exemple les particules du polonium de 5,3 Mev, le nombre de paires créées est de :

$N = 5,3.10^{6}/3,5 = 1,515.10^{6}$

et par suite 6 = 1235 paires

ce qui conduit à une résolution statistique de

1235.3,5 = 4325 ev soit 4,3 Kev.

Or, dans une chambre d'ionisation à gaz, cette résolution statistique est de 7,5 Kev.

Notons que le facteur de Fano pour le silicium est pris généralement égal à 1 alors que pour les gaz il est de l'ordre de 0,4.

On a donc, comme on l'avait signalé plus haut, une réduction importante des fluctuations statistiques sur le nombre de paires créées par la particule incidente.

D'autre part, l'efficacité de ces détecteurs fonctionnant normalement en réponse linéaire est l pratiquement et aucune charge créée n'est perdue.

La résolution est fonction bien sûr du bruit de la jonction et par suite elle dépendra comme lui de la surface du détecteur, de la tension de claquage, de la température, etc.....

Rappelons l'avantage offert au point de vue de la résolution par les barrières de surface du fait de l'absence de couche morte.

Par suite de la petite surface utile, l'ouverture angulaire sera faible et d'excellentes géométries sont facilement réalisables avec ces appareils.

Enfin, nous avons vu l'importance de l'électronique au point de vue contribution au bruit. D'autre part, il convient d'ajuster les constantes de temps à leur valeur optimum pour avoir la meilleure résolution.

D/ Défauts de la jonction

Pour un même lot de jonctions la résolution varie tout de même d'un détecteur à l'autre, ainsi que la tension maximum pour avoir une résolution acceptable. Lorsqu'on est sur la portion ascendante de la courbe de résolution, même bien en dessous de la tension de claquage, il arrive que l'on ait parfois des impulsions parasites que l'on attribue à des microclaquages à l'intérieur du cristal.: dislocations dues par exemple à l'attaque chimique et entraînant des ruptures du réseau cristallin, défauts type Frenkel, etc..... Ces imperfections ont pour effet de provoquer des inhomogénités de champ électrique, de petites zones de champ élevé pouvant apparaître localement et provoquer des microplasmas, entraînant la production d'impulsions parasites qui détériorent précisément la résolution.

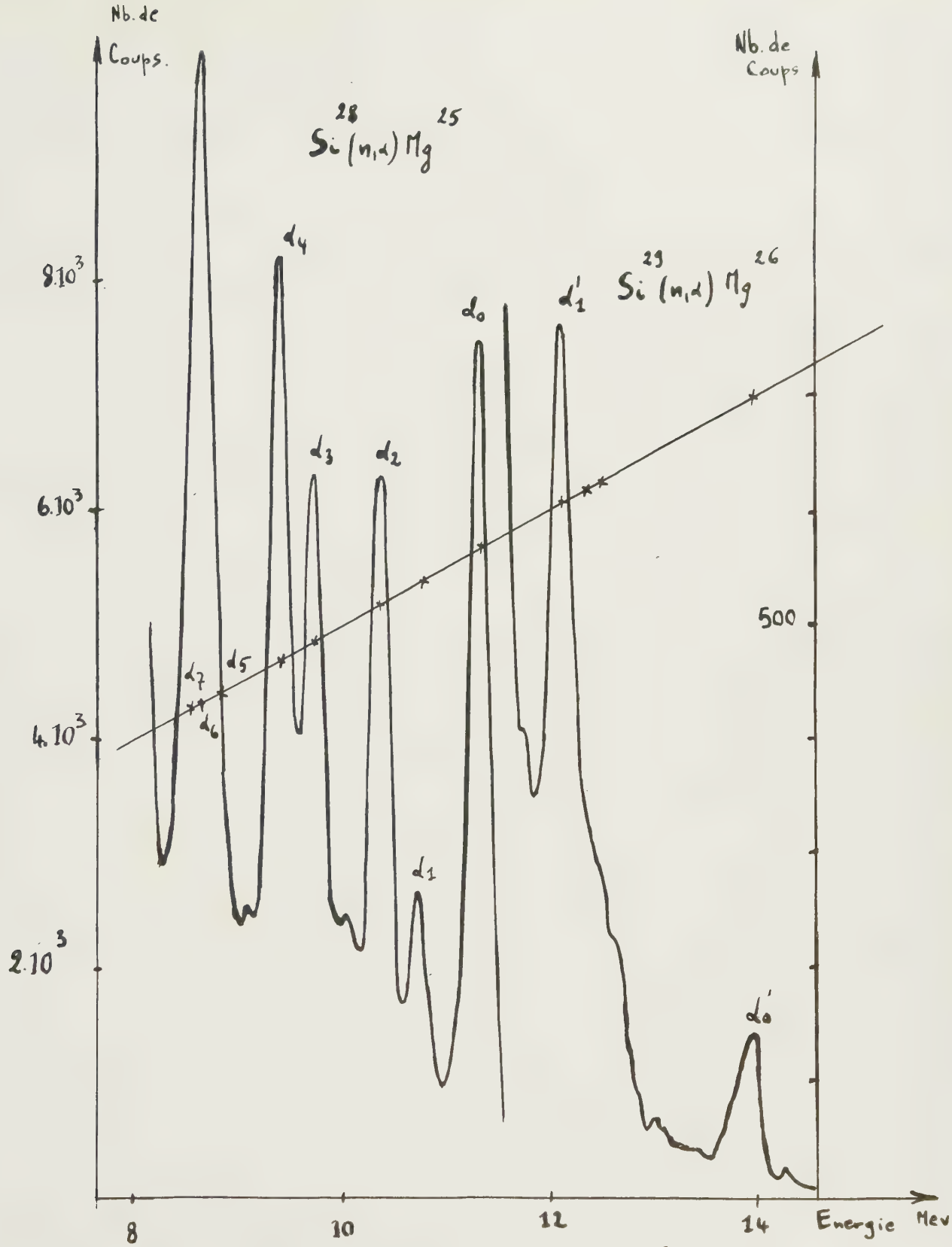


Fig. 13. Spectres (n,α) du Si^{28} et du Si^{29} obtenus avec une barrière de surface (Jonction 10) réalisée.

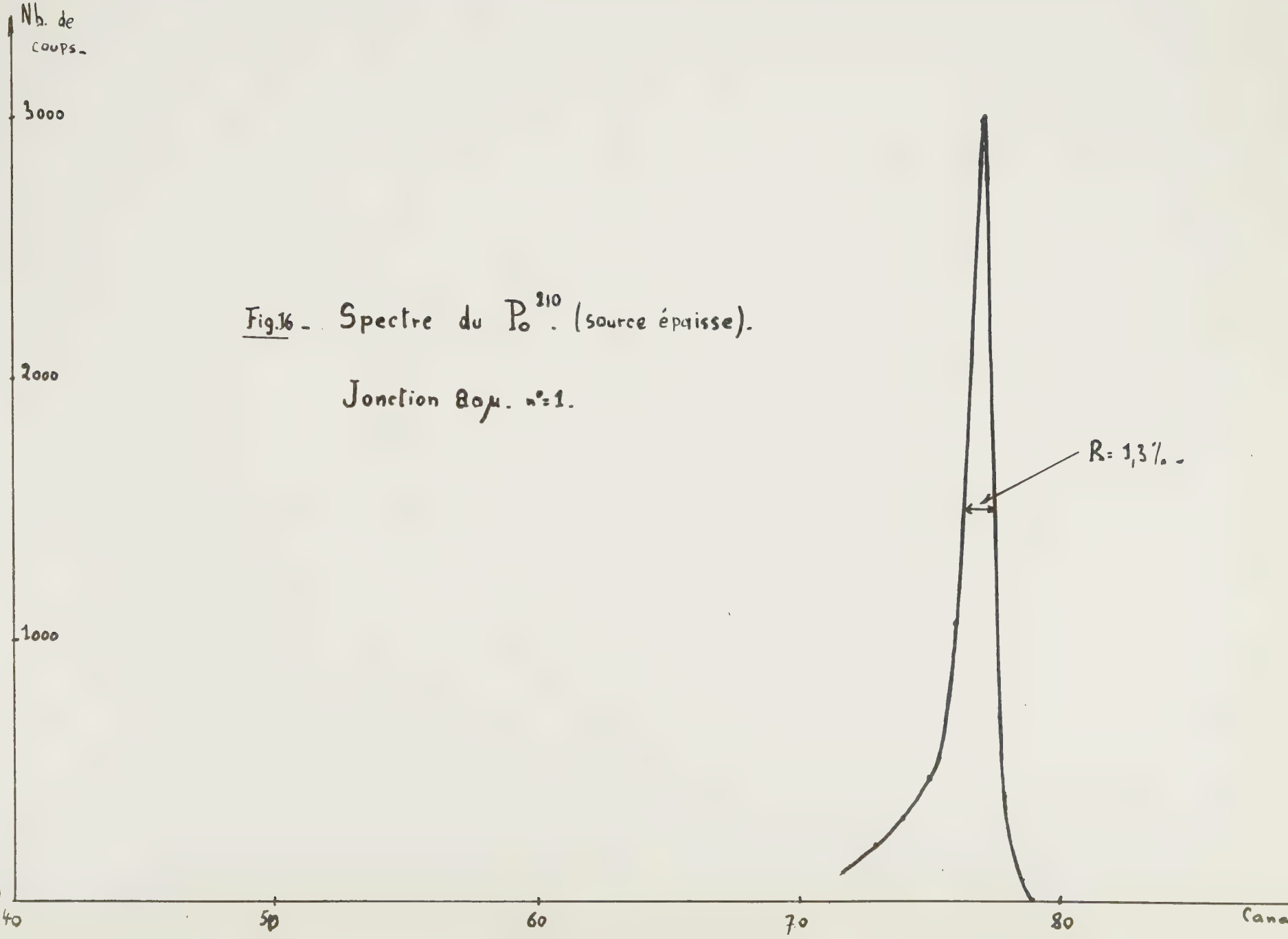


Fig.16 - Spectre du Po^{210}. (source épaisse).

Jonction 80 µ. n°=1.

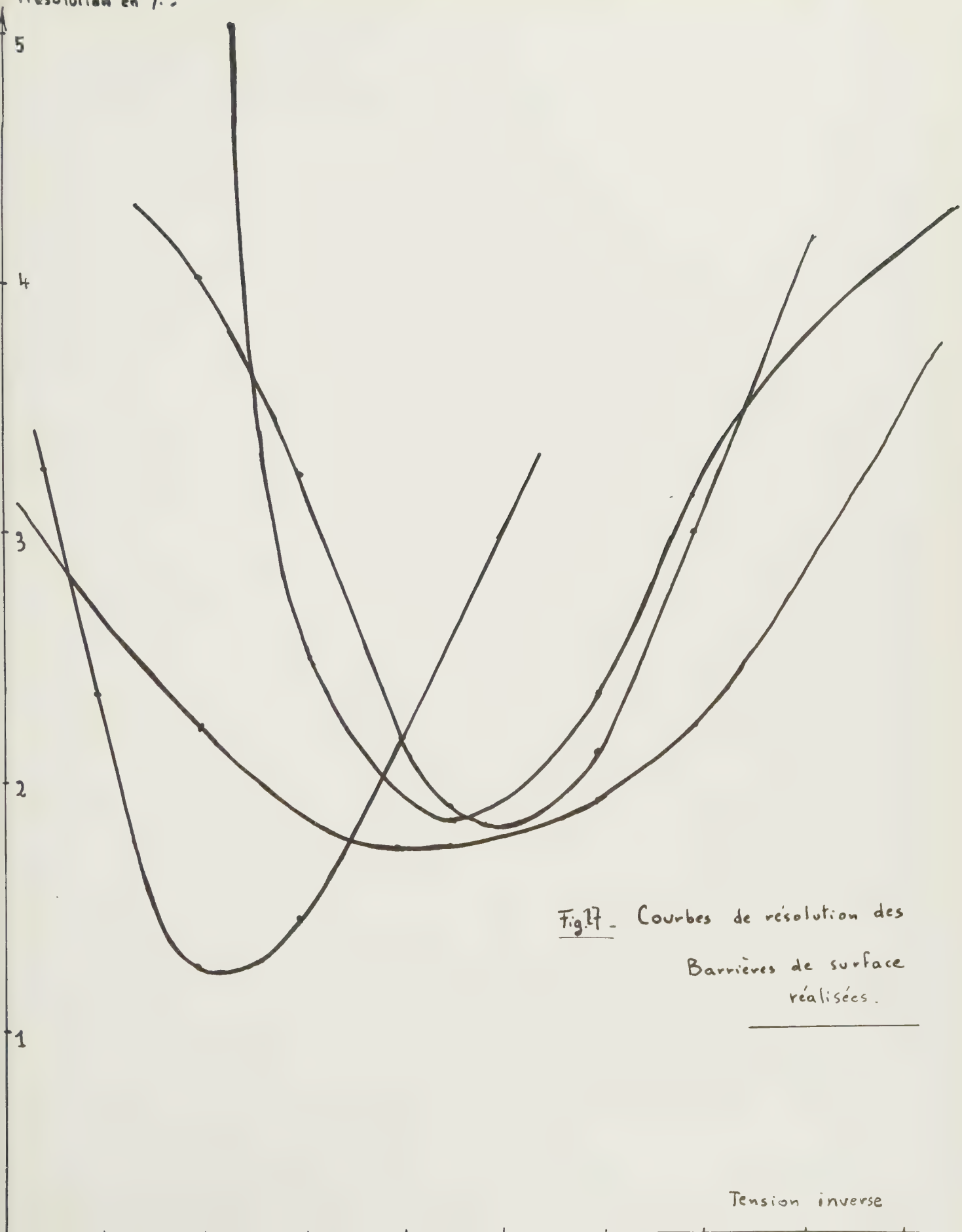


Fig.17 - Courbes de résolution des Barrières de surface réalisées.

CHAPITRE VI - VIE DES JONCTIONS

I - Conservation au cours du temps

Les détecteurs à semiconducteurs ont été présentés le plus souvent comme des appareils extrêmement fragiles dont la durée d'utilisation était limitée. Il semble qu'à ce point de vue aussi l'intérêt porté par l'industrie n'ait été que partiel et incomplet.

Nous avons essayé de tirer quelques observations de l'utilisation des jonctions au point de vue altération et vieillissement au cours du temps et d'en déduire les précautions à prendre pour leur protection.

Nous distinguerons les jonctions à diffusion des barrières de surface; notons que toutes deux sont sensibles à l'environnement, mais pas de la même façon.

Pour les jonctions à diffusion dont la couche d'inversion est fixée une fois pour toutes par l'opération de doping, le meilleur mode de conservation nous a paru de les laisser dans le vide; elles sont alors pratiquement inaltérées au cours du temps.

Exemple : une telle jonction placée 6 mois dans le vide secondaire du tube accélérateur n'a pas subi de détérioration.

On peut aussi les conserver dans une atmosphère sèche et inerte. Les barrières de surface au contraire s'abîment assez rapidement au vide et doivent en être retirées après chaque expérience; c'est là un désavantage sur les jonctions à diffusion et qui explique peut être pourquoi leur fabrication industrielle est encore inexistante.

En effet, un vide prolongé (quelques jours par exemple) provoque une lente désorption de l'oxygène; les liaisons superficielles se rompent et le détecteur se détruit.

Elles peuvent être conservées dans l'air sec ou une atmosphère inerte (argon par exemple). Il est nécessaire que cette atmos-

phère soit sèche car l'humidité abîme rapidement les jonctions qu'elles soient à diffusion ou à barrière de surface d'ailleurs. Nous pensons que cette altération est due à une adsorption de vapeur d'eau par le silicium, cette adsorption pouvant produire un film de vapeur d'eau à la surface du cristal, lequel causera des claquages de la jonction même pour des tensions faibles.

Des barrières de surface conservées dans un dessicateur n'ont pratiquement pas montré de variation de leurs caractéristiques en 6 mois (exemple : jonction 2). Par contre, celles laissées à l'air ambiant sans précaution spéciale se détériorent souvent et assez rapidement.

En conclusion, nous pouvons dire que les jonctions qu'elles soient à diffusion ou à barrières de surface, ne nous ont pas parues particulièrement vulnérables au cours du temps, pourvu qu'elles soient conservées dans l'environnement qui leur convient, c'est à dire respectivement l'air et l'air sec. Cette condition est néanmoins nécessaire, la chimie de la surface du semiconducteur étant sensible à l'atmosphère ambiante.

Certes, les barrières de surface, du fait même de leur construction sont plus délicates que les jonctions à diffusion et leur détérioration à un vide prolongé est un inconvénient, mais elles restent néanmoins des appareils extrêmement intéressants et utiles; nous avons déjà signalé qu'elles donnaient des performances meilleures pour des surfaces utiles supérieures que les jonctions à diffusion.

II - Effet des radiations sur les détecteurs à semiconducteurs (19,22)

Nous avons étudié l'effet des neutrons et des alphas sur les jonctions; il ne nous a pas paru contrairement à ce qui a été noté dans des articles que les radiations aient un effet de détérioration rapide sur les caractéristiques de ces détecteurs.

Une certaine altération du courant inverse est notée, mais il semble que des doses énormes soient nécessaires pour mettre un détecteur hors d'usage.

Notons qu'une telle étude est difficile au point de vue quantitatif, car il semble que le semiconducteur se "guérisse" peu à peu après l'irradiation, les défauts introduits par celle-ci ne paraissant pas définitifs.

Nous donnons ici quelques exemples d'irradiation de ces détecteurs à la fois pour des doses de durée rapide et des doses de durée assez longue.

A/ Jonction du moniteur de neutrons

C'est la jonction utilisée comme moniteur de neutrons de l'accélérateur Cockroft-Walton (cf seconde partie).

Elle est restée environ 6 mois dans l'analyseur de cet accélérateur. Durant le fonctionnement de celui-ci, elle était soumise à la fois aux neutrons de 14 Mev et aux alphas de la réaction DT.

Nous avons noté après chaque manipulation la dose reçue et la dose totale exprimée par le flux total intégré a été calculée, connaissant la surface de la jonction.

Flux total intégré :

- en alphas : $\Phi = 2.10^{10}$ alphas par cm^2.
- en neutrons : $\Phi = 8.10^{10}$ alphas par cm^2.

La figure 18 donne la variation du courant inverse après cette irradiation étirée sur 6 mois environ.

On constate une augmentation du courant inverse, mais celle-ci est acceptable et, en particulier, il n'y correspond pas une altération notable de la résolution de la jonction, laquelle est restée sensiblement la même depuis le début de l'utilisation de ce détecteur.

En outre, la tension de claquage n'est pas modifiée par cette irradiation.

B/ Jonctions soumises essentiellement aux neutrons rapides

1)-Barrières de surface n° 10

C'est cette jonction de 50 mm^2 qui a été utilisée pour l'étude de la réaction (n,α) sur le silicium 28 et 29.

La jonction était placée à 30 cm de la cible de tritium, source de neutrons dans une boîte à l'air sec.

L'irradiation totale correspond à une durée assez courte, de l'ordre de une semaine environ, les manipulations étant longues, 10 à 12 heures par jour.

Le flux total reçu est de :

$\Phi = 3,6.10^{10}$ neutrons par cm^2.

La figure 19 donne la variation de la caractéristique inverse de cette barrière de surface au terme d'une telle irradiation.

On voit que cette variation est sensible, mais non catastrophique; quant à la résolution, elle n'est pratiquement pas affectée, à 10% près.

2) - Jonction à diffusion RCA

Durant ces manipulations, nous avons irradié une jonction à diffusion de très faible courant inverse. Pour que la dose reçue soit importante, nous l'avons placée très près de la cible de tritium.

Le flux total intégré ainsi reçu était de :

$\Phi = 2.10^{11}$ neutrons par cm^2.

La variation de la caractéristique inverse, montrée fig. 19 est la plus sensible, mais les valeurs du courant de fuite restent faibles et le détecteur ne subit qu'une détérioration négligeable; en particulier la résolution, là non plus n'était pas très affectée.

Notons que ces mesures ont été faites dans les mêmes conditions de température et que les détecteurs étaient maintenus au sec pendant toute la durée de leur observation.

Remarque

Dans cette étude, nous n'avons pas tenu compte des alphas produits par les neutrons à l'intérieur même du cristal de semiconducteur par la réaction (n,α) sur le Si. Ces alphas sont assez nombreux mais négligeables cependant devant la dose de neutrons.

De ces expériences, il ressort que l'effet de radiations alphas ou neutrons rapides sur les détecteurs à jonctions, s'il se manifeste par une augmentation mesurable du courant inverse, n'atteint pas, du moins pour des doses analogues à celles notées plus haut, à une détérioration pouvant entraîner la mise hors d'usage du détecteur.

Pour ces doses, la tension de claquage n'est pas modifiée et la résolution ne change pratiquement pas ou dans des proportions très faibles.

Il apparaît donc que des flux énormes soient nécessaires pour détériorer sérieusement ces appareils.

D'autre part, l'effet des radiations paraît d'autant plus sensible que cette irradiation est plus rapide, ce phénomène pouvant s'interpréter par une guérison du semiconducteur qui se régénérerait lentement après l'exposition.

C/ Interprétation théorique de l'effet des radiations sur les semiconducteurs

L'action des radiations sur les semiconducteurs a été traitée par de nombreux auteurs (20,21).

Le processus de formation de défauts dans le semiconducteur est le suivant : la particule nucléaire par collision avec les atomes du cristal peut leur transmettre une énergie suffisante pour les déplacer à l'intérieur du réseau cristallin; on pourra alors avoir ainsi création d'un défaut de Frenkel, c'est à dire d'une paire lacune-interstitiel.

Un tel atome, si l'énergie qu'il a reçue le lui permet, pourra lui-même déplacer d'autres atomes.

Pour des particules chargées comme les alphas, le nombre moyen d'atomes déplacés pour une particule sera assez faible, de l'ordre de quelques unités pour un alpha de 5 Mev par exemple.

Pour des neutrons rapides au contraire, la collision d'un neutron de 14 Mev est capable d'entrainer le déplacement de plusieurs centaines d'atomes.

Un alpha pourra créer dans le cristal soit des défauts ponctuels soit des défauts plus larges résultant de plusieurs mais toujours réduits; les neutrons eux, pourront provoquer des dérangements plus étendus du réseau cristallin et l'on aura alors à l'intérieur de celui-ci des zones importantes d'imperfections. D'autre part, ils ont un effet particulier sur le Si type n , celui de le rendre localement intrinsèque.

Cette création de défauts dans une jonction pourra causer la formation de microclaquages, des inhomogénités de champ, la désorption d'atomes d'oxygène.... contributions supplémentaires au courant de fuite.

Mais, répétons que, la dose nécessaire à la destruction du détecteur étant très supérieure aux doses courantes, et la régénération du semiconducteur aidant, l'effet des radiations sur les jonctions n'est pas particulièrement à craindre dans l'utilisation de celles-ci à l'étude des réactions nucléaires.

Flux total intégré reçu :

en α : $\Phi = 2.10^{10}\ \alpha/cm^2$.

en neutrons $\Phi = 8.10^{10}$ neutrons $/cm^2$.

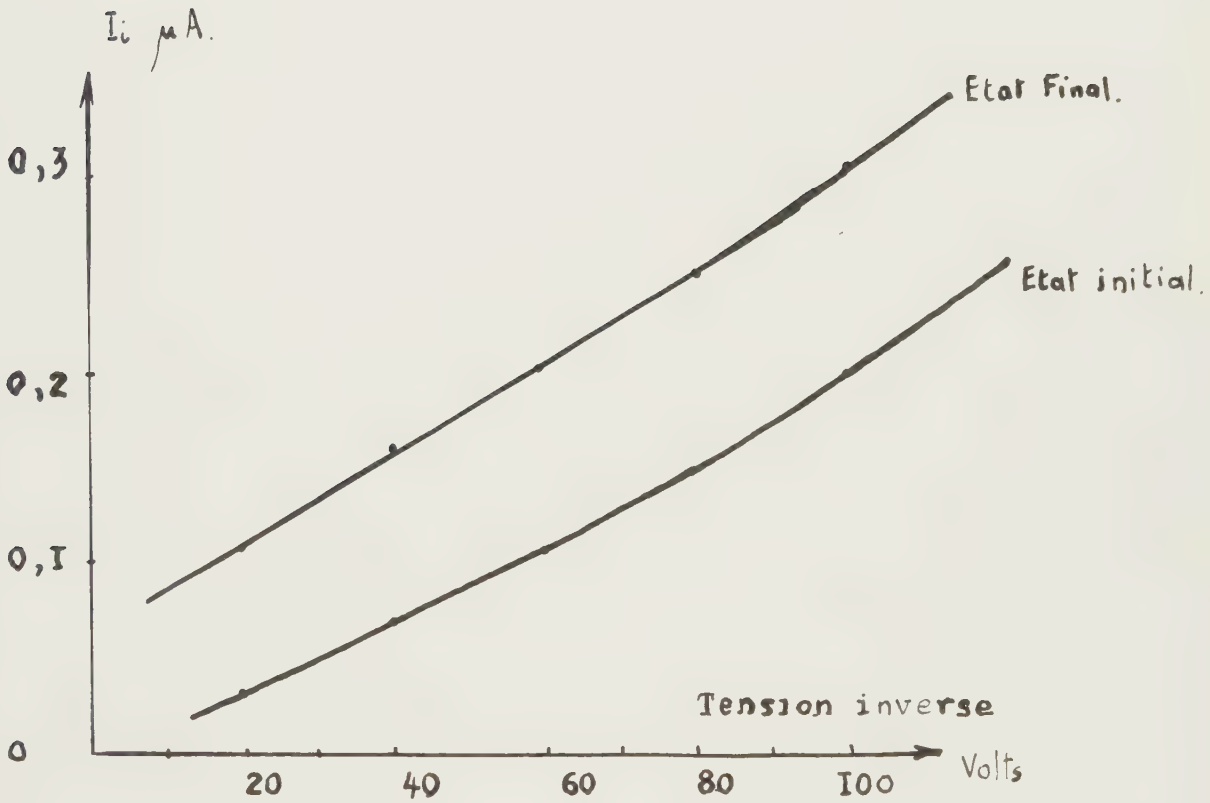


Fig.18 - Variation de la caractéristique Inverse de la jonction du moniteur exposée aux neutrons et aux α.

Irradiations étirées sur 6 mois environ.

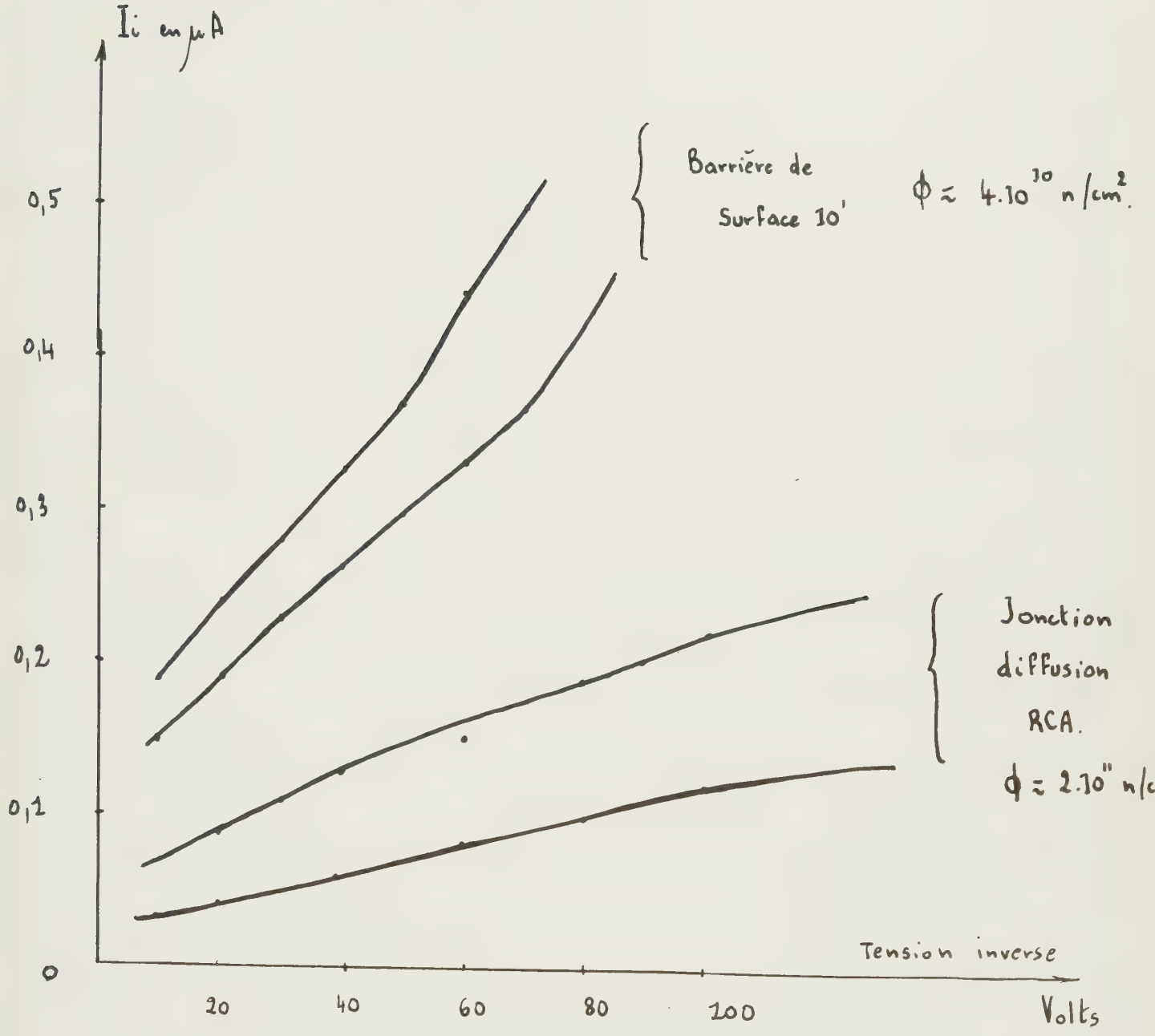


Fig.19 - Variation de la caractéristique inverse de 2 Jonctions soumises aux neutrons de 14 Mev. Irradiation de 1 semaine environ.

SECONDE PARTIE

APPLICATION DES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS A LA MESURE DU FLUX DE NEUTRONS PRODUITS DANS LES REACTIONS DD ET DT.

CHAPITRE VII - METHODE DE LA PARTICULE ASSOCIEE

I - Position du problème

Pour mesurer le flux de neutrons produits dans les réactions D (D,n)He et T (D,n)He^4, nous utilisons la méthode de la particule associée (23) qui consiste à compter soit les He^3 de la réaction DD ou les protons de la réaction D (D,p)T concomittante, soit les He^4 de la réaction DT dans un angle solide donné.

Nous avons choisi la direction à 90° du faisceau de deutons.

Jusqu'ici, les détecteurs de particules chargées employées étaient constituées par des cristaux de CsI ou de plastique (NE 102) associés à un photomultiplicateur.

Les détecteurs à jonctions peuvent remplacer avantageusement les détecteurs classiques, surtout à cause de la simplicité du montage et de la possibilité qu'ils offrent de discriminer les diverses particules chargées émises (24,25).

II - Appareillage

Le schéma de l'appareil est indiqué fig. 20.

La cible est une cible autoformée d'or ou une cible de titane tritié mince. Nous utilisons une jonction à diffusion, celle-ci devant

rester en parmanence dans le vide secondaire du tube.

Il s'agissait d'une jonction LTT 7565 G2 de 5 mm^2 de surface utile, placée à 30 cm de la cible.

La figure 21 représente les porte cibles; on rencontre parfois des difficultés dans l'emploi des cibles de Ti-T par suite de l'échauffement local produit par le faisceau de deutons. Le dispositif adopté nous a donné toute satisfaction. Nous avons pu ainsi utiliser sans ennui des cibles de Ti-T pendant plusieurs mois avec des faisceaux de deutons de 20 à 30 A.

L'accélérateur est un Cockroft-Walton que nous utilisons à 250 Kev.

III - Spectres

Le pic principal (courbe 1, fig. 22) est constitué par les alphas associés aux neutrons de la réaction DT, dont l'énergie est de l'ordre de 3 Mev. Sur le même graphique, le pic des alphas du polonium en permet une identification correcte.

Un certain nombre de réactions parasites peuvent se produire : ce sont les réactions D (D,n)He^3 et D (D,p)T. Elles peuvent provenir de l'action des deutons sur un deutérium adsorbé par le support de cible ou la cible elle-même.

On observe (courbe II, fig. 22) les pics très amplifiés des protons et des tritons de la réaction D (D,p)T, dont l'énergie est respectivement de l'ordre de 3 et 1 mev.

On peut ainsi suivre la contamination de la cible Ti-T au cours de son emploi.

Le rapport nombre de protons/nombre d'alphas calculé est égal à 0,5%. Le titane est en effet très peu absorbant de deutérium.

D'après les mesures faites par Klaus, Fieberger (26) pour une cible saturée de deutérium, le flux de neutrons DD avec

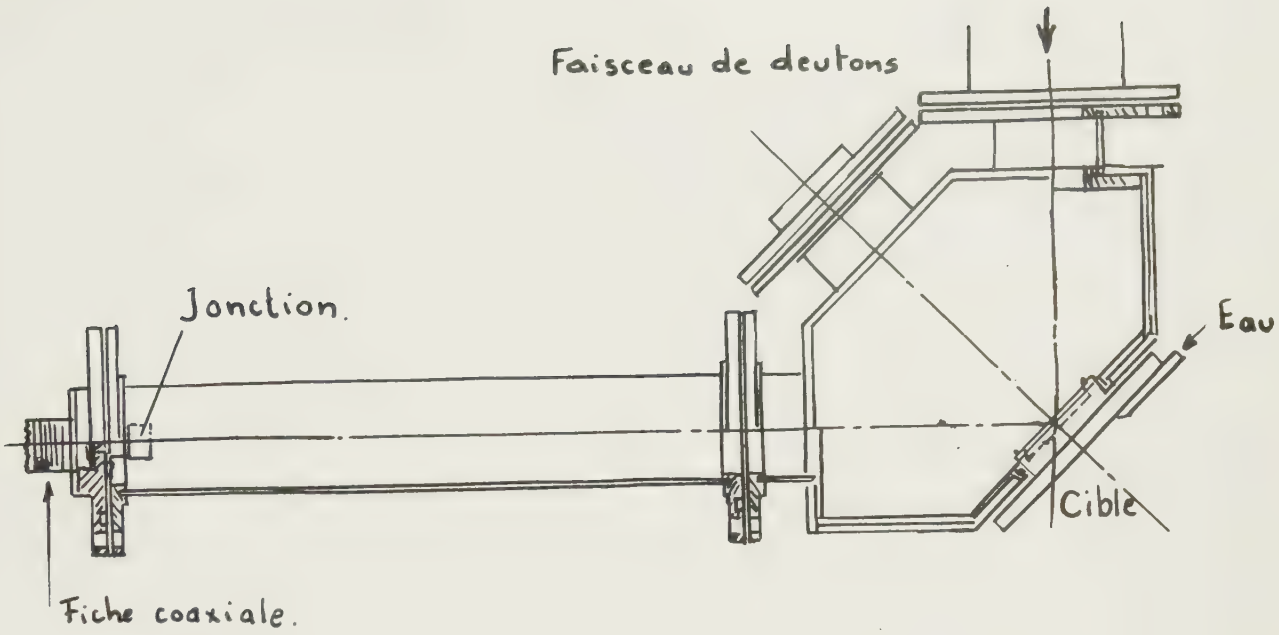


Fig.20 - Schéma du moniteur.

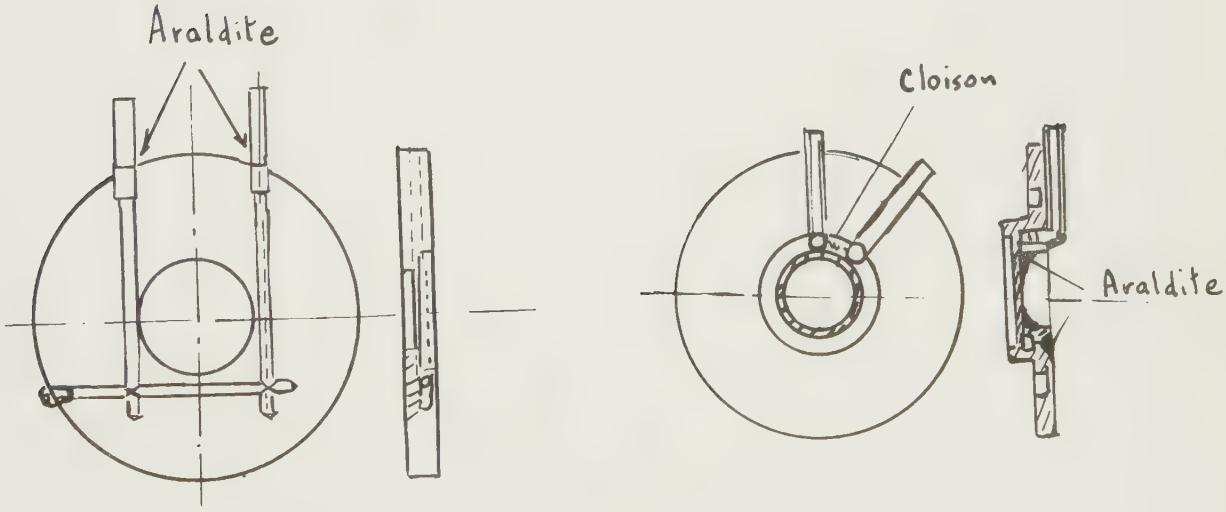
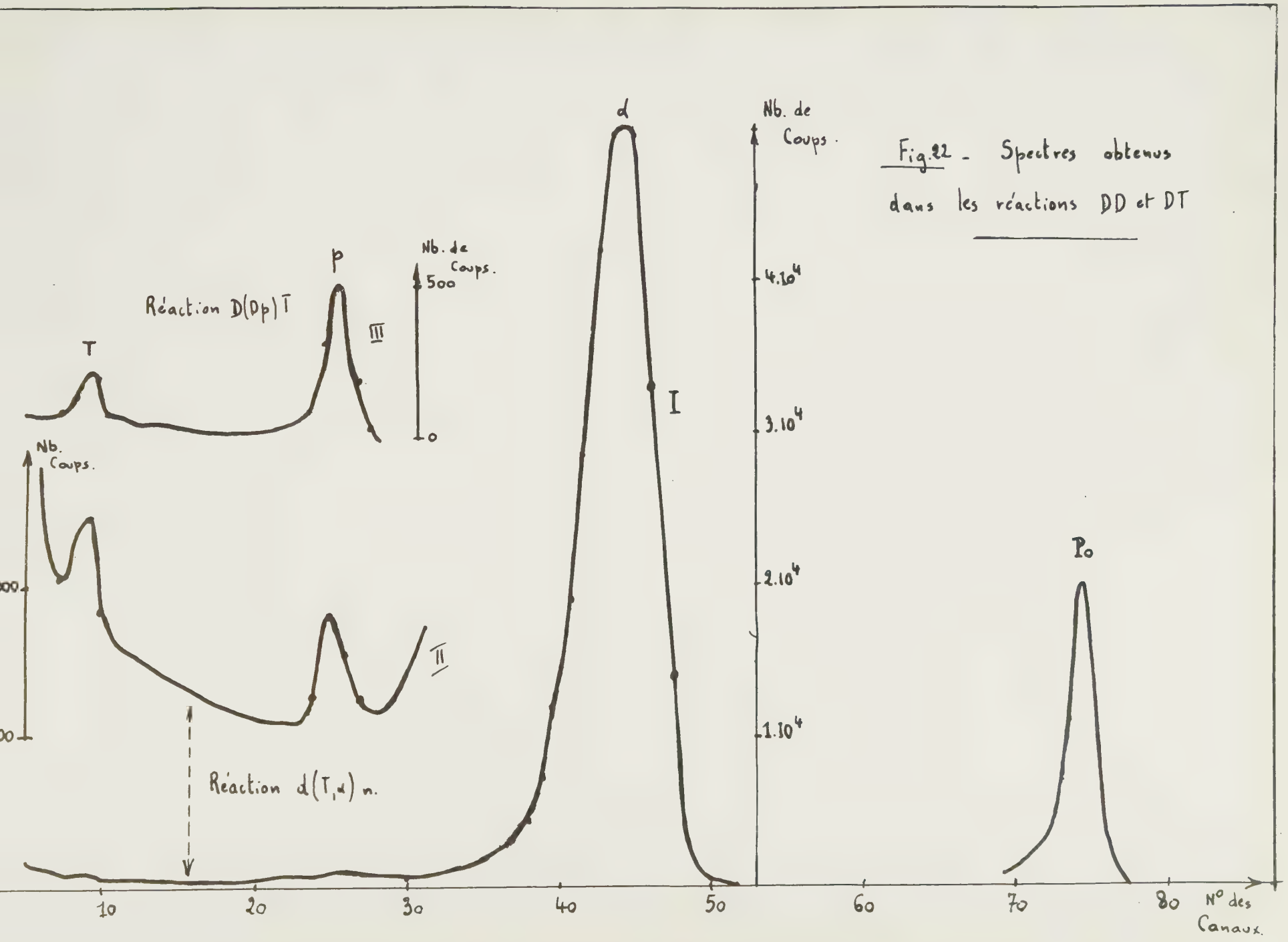


Fig.21. Porte cibles.


d
Nb. de Coups.
Fig.22 - Spectres obtenus dans les réactions DD et DT
p
Nb. de Coups.
500
0
Réaction D(Dp)T
T
III
Nb. Coups.
I
4.10^4
3.10^4
2.10^4
1.10^4
Po
II
Réaction d(T,α)n.
10
20
30
40
50
60
70
80
N° des Canaux.

un faisceau de 20 μ A serait de 0,35% du flux obtenu en réaction DT.

Les He^3, de faible énergie, n'ont pas été observés en raison de l'épaisseur importante de la couche morte de la jonction (5 microns).

La courbe III, fig. 22, représente le spectre en réaction DD à 250 Kev, ce qui permet une identification correcte des pics parasites de la courbe I.

D'autre part, en faisant varier la largeur de déplétion de la jonction par le jeu de la tension inverse, on peut changer la position respective des pics, ce qui nous a permis d'isoler convenablement le pic d'alphas pour la mesure du flux de neutrons en réaction DT.

A la suite de ces essais, nous avons choisi la tension inverse de 10 volts pour les mesures.

Les résultats sont groupés sur la fig. 23.

IV - Mesure du flux

La réaction parasite $He^3(d,p)He^4$ est aussi possible par l'action des deutons sur He^3 provenant de la désintégration du tritium de la cible. Elle donne des protons et des alphas dont l'énergie est de l'ordre de 14 et 3,5 Mev respectivement. La section efficace différentielle de cette réaction à 90° et à 250 Kev, quoique assez mal déterminée est faible de l'ordre de 10 mb/st (27, 28,29) comparée à celle de la réaction DT qui est de 210 mb/st. Nous ne l'avons pas observée.

Cette réaction peut néanmoins entacher d'erreur la mesure du flux pour des cibles de Ti-T suffisamment vieillies.

Pour effectuer la mesure de ce flux, nous avons placé un diaphragme calibré devant la jonction dont nous mesurons le diamètre au microscope. La distance jonction cible a été portée à 50 cm. Dans ces conditions, nous pouvons compter sur une précision de 2% sur la mesure du flux en ce qui concerne la réaction DT.

Pour la réaction DD, nous comptons les protons de la réaction D (D,p)T, dont la section efficace est très voisine à 250 Kev de celle de la réaction DD (30). Mais le rapport est assez mal déterminé, la précision de la mesure est certainement très inférieure à celle du premier cas.

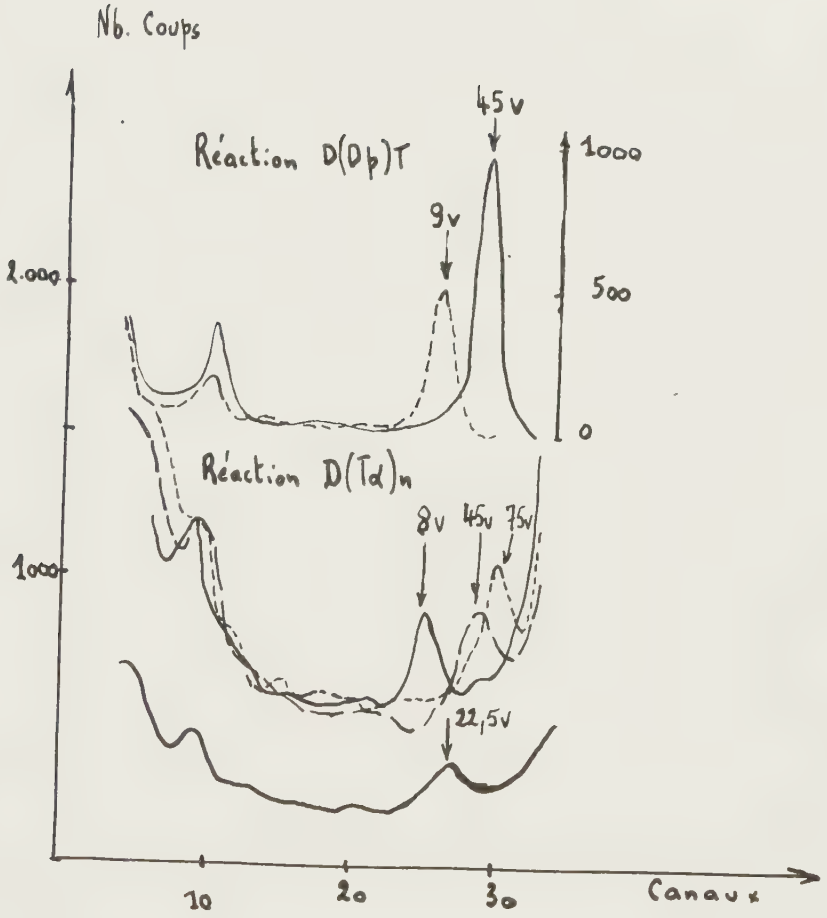


Fig. 23 - Identification des pics des réactions DD et DT au moyen de la tension inverse de polarisation du détecteur.

CHAPITRE VIII - UTILISATION DU COCKROFT-WALTON EN D_2^+

La manipulation de la particule associée nous a permis de faire une constatation intéressante quant à l'utilisation de l'accélérateur Haeffly.

I - Fonctionnement de l'accélérateur Cockroft-Walton en molécules

Cet accélérateur ne permet pas de descendre au dessous de 250 Kev avec le stabilisateur de tension, et au plus bas à 200 Kev sans celui-ci.

Or, si nous considérons la courbe de section efficace totale en fonction de l'énergie des deutons (fig. 24), on voit qu'il y a résonance pour E_d = 100 Kev. Donc, lorsque nous fonctionnons à 250 Kev, nous sommes déjà assez loin de la résonance.

fig. 24 - section efficace totale fonction de l'énergie

C'est ce qui nous incite à utiliser les molécules D_2^+ au lieu des D_1^+ ; on a alors une énergie de 125 Kev et par suite on fonctionne au voisinage de la résonance.

Ceci n'est vrai cependant que pour une cible de Ti-T neuve; en effet, après un jour seulement de fonctionnement avec un faisceau de 20 à30 µ A, le rendement décroît très rapidement. Il se produit sur la cible une sorte de couche morte dépourvue de titane et une couche de carbone apparaît. On passe alors de l'autre côté de la résonance, là où la pente de la courbe est la plus forte. Il s'ensuit à ce moment une diminution rapide du rendement pour une perte même minime d'énergie.

Pour y remédier, il faut soit augmenter l'énergie de l'accélérateur, soit repasser en D_1^+.

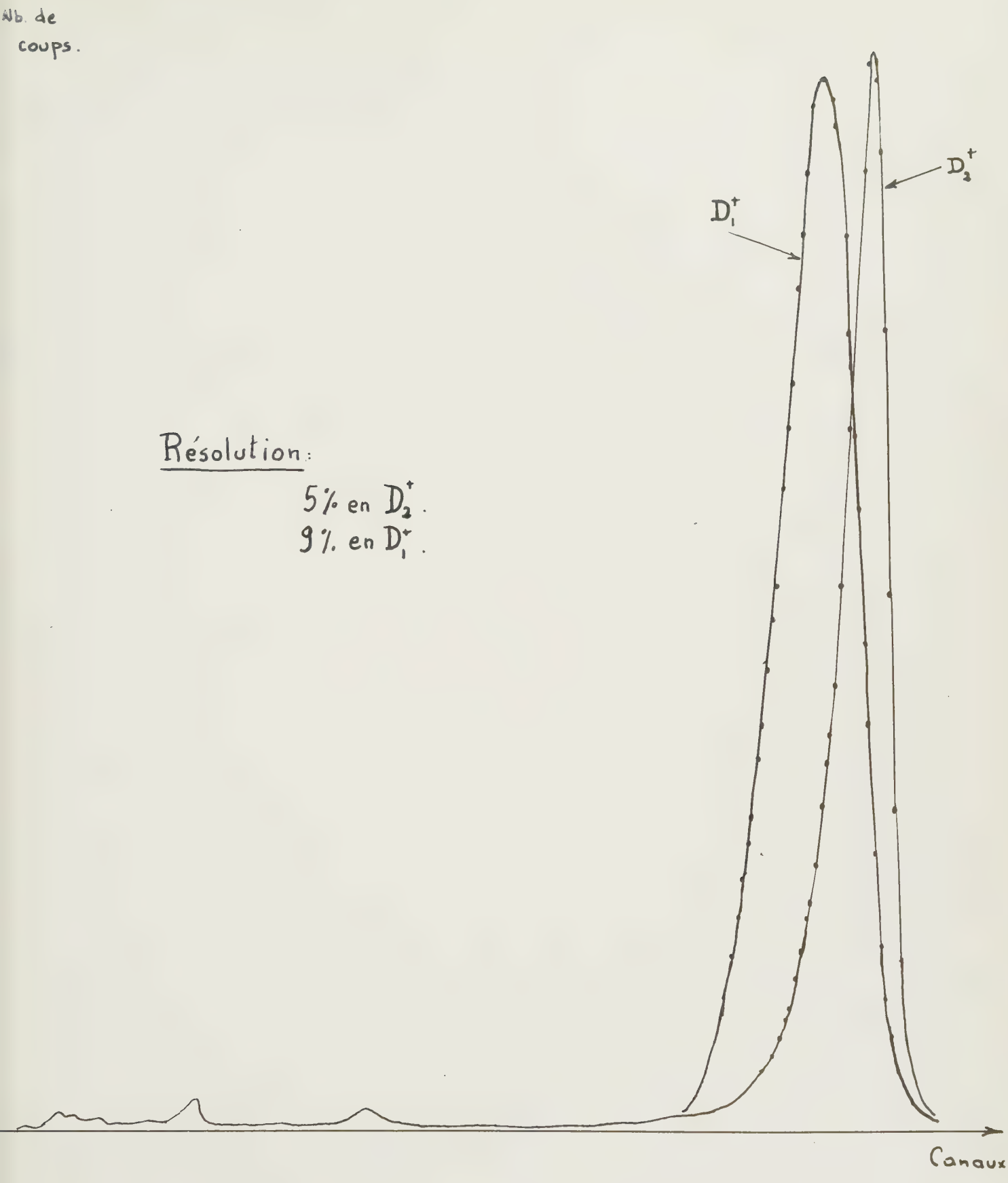
II - Comparaison de la résolution en D_1^+ et en D_2^+.

L'importance de l'utilisation des molécules ne vient pas essentiellement du fort rendement obtenu avec une cible neuve, mais plutôt de l'énorme différence de résolution qui en résulte. On s'en rend compte en comparant les pics d'alphas obtenus en D_1^+ et en D_2^+. Courbes 25 et 26.

On peut aussi la véridier sur les spectres de la réaction (n, α) sur le silicium. Fig. 27 et 28.

Le seul ennui de cette utilisation des molécules est la décroissance trop rapide du rendement. Cette méthode peut néanmoins être employée pour des mesures définitives en utilisant une cible neuve. Dans ce cas, on peut avoir une résolution deux fois meilleure.

Le moniteur de neutrons considéré est une application intéressante des détecteurs à semiconducteurs qui montre les avantages multiples offerts par ces appareils simples et précis, en matière de détection. Nous l'avons utilisé pendant 6 mois environ sans aucun inconvénient.



Résolution :

5 % en D_2^+.

9 % en D_1^+.

Fig. 25 - Particule associée en D_1^+ et D_2^+ -
avec cible de Ti - T assez récente.

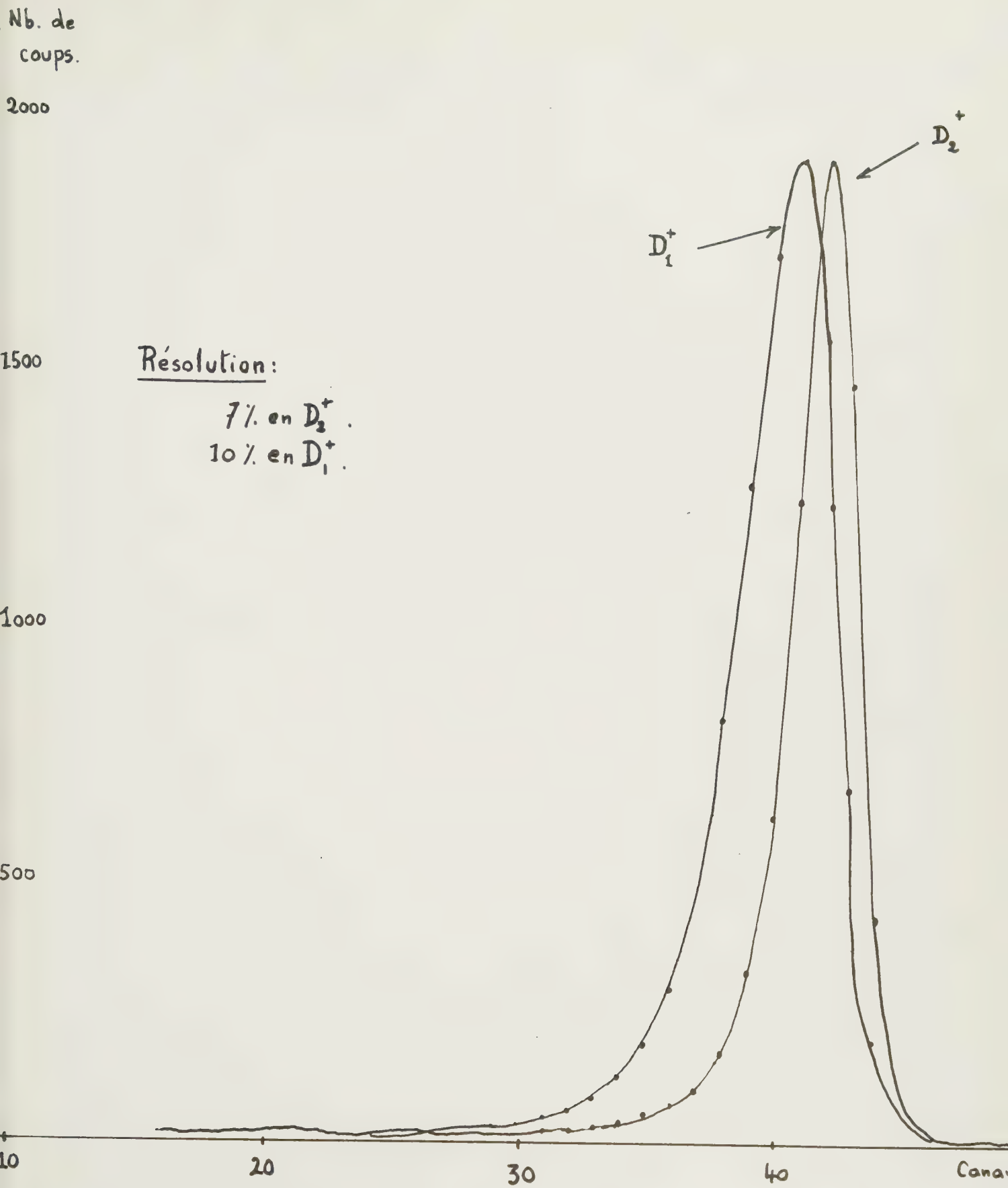


Fig. 26 _ Particule associée avec cible de $Ti-\bar{T}$ usagée _

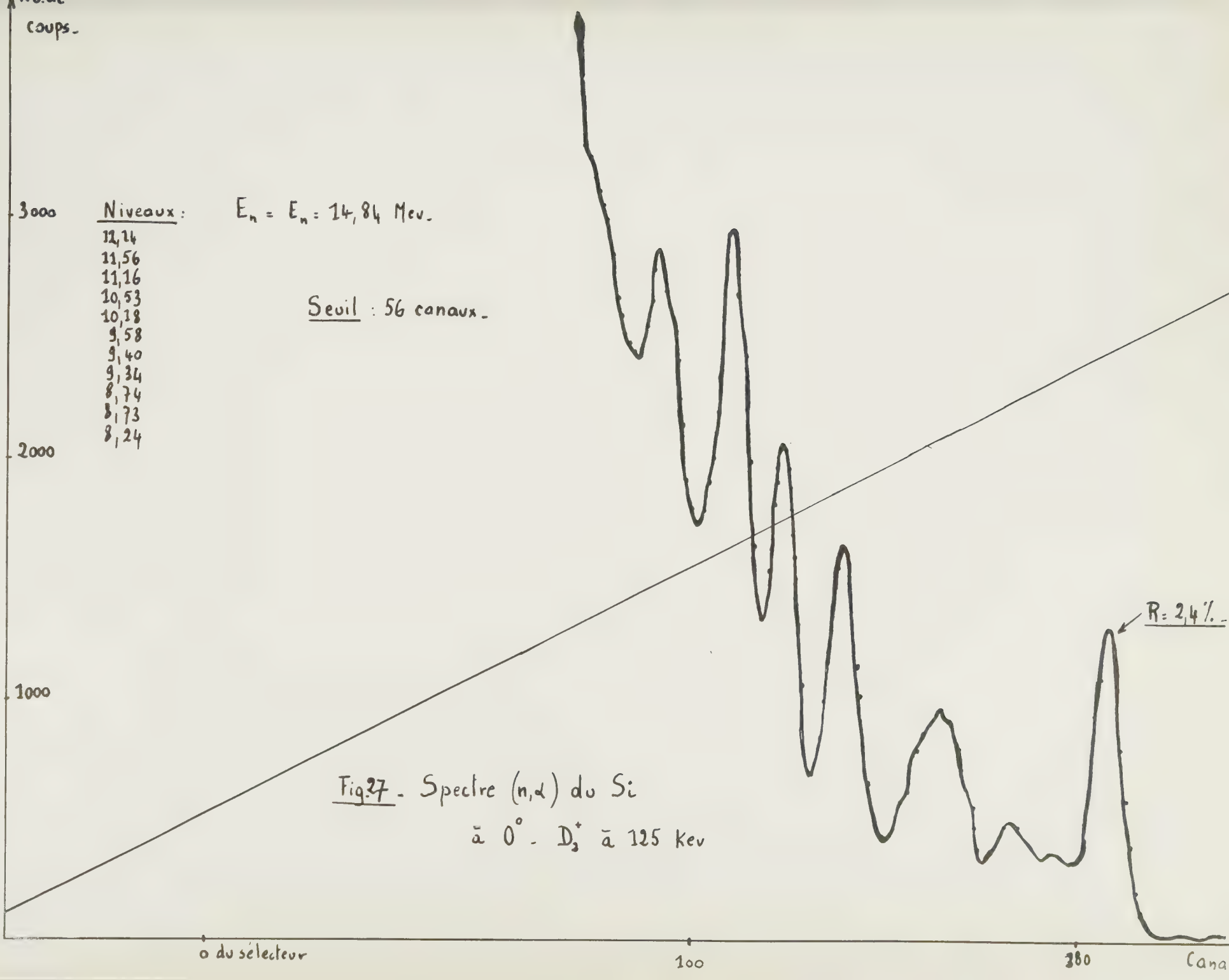


Fig.27 - Spectre (n,α) du Si
à 0° - D_3^+ à 125 Kev

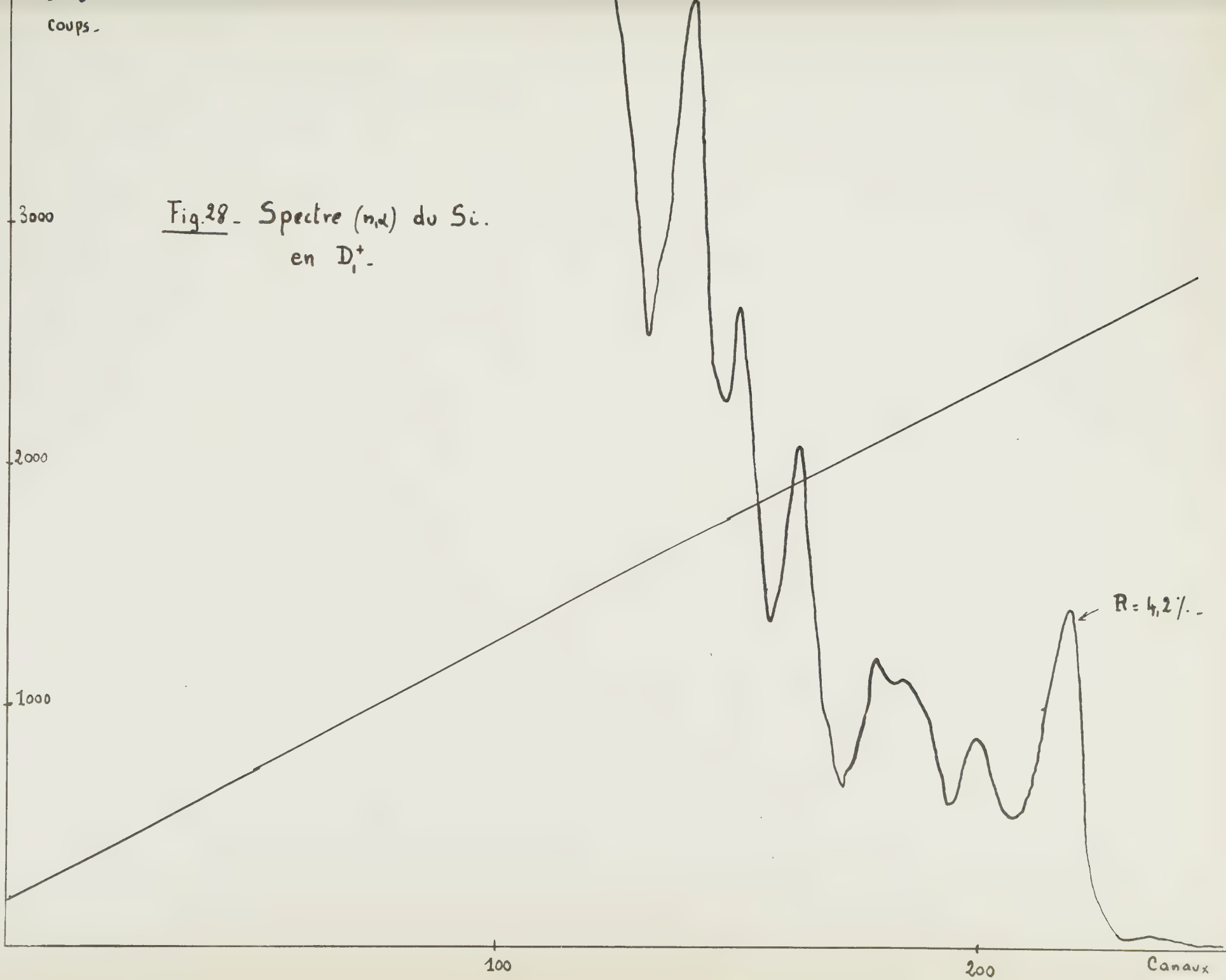


Fig.28 - Spectre (n,α) du Si. en D_1^+.

CONCLUSION

L'application des détecteurs à semiconducteurs à la mesure du flux de neutrons produit dans les réactions DD et DT est un exemple des possibilités offertes par ces nouveaux spectromètres dans l'étude des réactions nucléaires et la détection des particules en général.

Leurs avantages sur les détecteurs classiques permettent de simplifier considérablement les problèmes rencontrés dans une telle manipulation.

Cependant, leur succès actuel n'exclut pas que ces appareils ne semblent pas être parvenus à la limite de leur exploitation et que des progrès restene encore susceptibles de leur être apportés, les barrières de surface en particulier, auxquelles nous nous sommes spécialement intéressés au cours de ce travail, offrent des caractéristiques qui paraissent justifier une réalisation industrielle.

D'autre part, il sera certainement possible d'étendre leur utilisation à un domaine de spectrométrie plus vaste : particules plus énergiques, électrons, gammas, en augmentant le volume sensible par l'obtention de silicium de plus grande pureté, ou en utilisant des chaînes de jonctions.

BIBLIOGRAPHIE

1 - AMSEL - Nuclear Instruments and Methods - 1960 - 92 - 105

2 - Mac KENZIE and WANGH - IRE Transaction - 1960-p.195

3 - BLAKENSHIP and BORKOWSKI - IRE Transaction -1961- janvier

4 - GORODETSKY and als. - Nuclear Instruments and Methods - 1962 - 15 - 183

5 - G. GRENIER - Thèse de 3ème Cycle - 1962 - I.P.N. LYON

6 - Th. WOLKEINSTEIN - Théorie électronique de l'adsorption catalytique sur les semiconducteurs - Nucleus - 1961 -mai juin - p. 157

7 - Th. WOLKEINSTEIN - Monographie Masson - 1961 -

8 - STATZ - de MANS and als. - Phys. Rev. - 1957 - 106 - 455

9 - R.H. KINGSTON - Phys. Rev. 1953 - 91 - 518 -

10 - STATZ - de MANS and als. - Phys. Rev. 1955 - 98 - 540 -

11 - DEARNELEY - FERGUSON and als. - Conférence d'électronique nucléaire de Belgrade - mai 1961 -

12 - SHOCKLEY - Phys. Rev. 1952 - 87 - 835 -

13 - Chimie Physique des semiconducteurs - Suchet - Monogr. Dunod

14 - CHETHAM - STRODE and als. - IRE Transaction - 1961 - 59

15 - JOHNSON - R S I - 1956 - 27 - 468 -

16 - BRISCOE - R S I - 1958 - 401 -

17 - WEINMAN - R S I - 33 - p. 653 -

18 - FRED. S. GOULDING - HANSEN - Nucl. Inst. and Methods 1961 - 12 - 249 -

19 - DEARNELEY - IRE Transaction - 1961 - p.11 -

20 - KIICHI KOMATSUBARA - Journal of the Phys. Soc. of Japan 1962 - n° 1 - vol. 17 -

21 - NGUYEN VAN DONG - Bulletin d'information scient. et techn. C.E.A. n° 56 - Nov. 1961 -

BIBLIOGRAPHIE (suite)

22 - KLINGERSMITH - IRE Transaction - 1961 - p.112

23 - BARSHACK et autres - Rosen RMP - 24 - L (1952)

24 - R. CERDABUND et autres - Nucl. Inst. et Methods - 1961 - 13 - 305 -

25 - AMSEL - BARUCH - SMULKOWSKI - Nucl. Instr. et Méthods - 1960 - 8 - 92

26 - KLAUS - FIEBIGER - Z. Ang. Phys. Einsch. Nukleonik 1957- 9 - 211 -

27 - BONNER - CONNER - LILLIE - Phys. Rev. 1952 - 88 - 473

28 - YARNELL - LABERG - STRATTON - Phys. Rev. 1953 - 90 - 292

29 - PORTER - ROTH - JOHNSON - Phys. Rev. 1958 - 111-1578

30 - Mc NEILL - KEYSER - Phys. Rev. 1951 - 81 - 602

31 - J. DEPRAZ - B. DUBORGEL - G. GRENIER - R. SALIN - Note à paraître aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 1962 -

Table des Matières

INTRODUCTION page

PREMIERE PARTIE - Fabrication et étude des détecteurs à semiconducteurs -

CHAPITRE I - Principe de la détection par jonction 3

I - Charge d'espace dans une jonction p-n
II - Ionisation dans un semiconducteur 4
III - Mouvement des porteurs 5
IV - Réponse du détecteur : 6
A) rapidité
B) linéarité
V- Différentes sortes de détecteurs à semiconducteurs 9
A) jonctions à diffusion
B) barrières de surface
C) comparaison

CHAPITRE II - Chaîne électronique réalisée par l'utilisation des détecteurs à jonctions 11
A) boîte détectrice
B) préamplificateur
C) amplificateur
D) ampli-loupe
E) sélecteur
F) polarisation
G) bruit de l'électronique 13

CHAPITRE III - Fabrication des barrières de surface 15

I - Formation de la couche d'inversion - Interprétation électronique
II - Méthode expérimentale - Matériau utilisé 17
III - Attaque chimique 18
IV - Oxydation 19
V - Connections
VI - Possibilités de ces détecteurs - Défauts de cette méthode 20
A) performances
B) instabilité
C) pertes
VII - Stabilisation des films d'adsorption - Ozonisation 22

CHAPITRE IV - Réalisation de jonctions conçues pour l'étude des réactions nucléaires 24

Table des Matières (suite)

I - Jonctions sans armature
II - Jonctions dE/dx 25

CHAPITRE V - Etude des barrières de surfaces réalisées 29
I - Surface utile
II - Courant inverse
A) valeur et forme 29
B) mesure
C) origine
D) variations
III - Largeur de déplétion 33
A) calcul
B) valeurs obtenues
C) mesure
IV- Capacité des jonctions 35
A) calcul
B) mesure
V- Résolution 37
A) définition et valeurs obtenues
B) variation avec la polarisation
C) facteurs influençant la résolution
D) défauts dans la jonction

CHAPITRE VI - Vie des jonctions 41
I - Conservation au cours du temps
II - Effet des radiationssur les détecteurs à semiconducteurs

SECONDE PARTIE - Application des détecteurs à semiconducteurs à la mesure du flux de neutrons dans les réactions DD et DT.

CHAPITRE VII - Méthode de la particule associée 47
I - Position du problème
II - Appareillage
III - Spectres
IV - Mesure du flux

CHAPITRE VIII - Utilisation de l'accélérateur Cockroft-Walton en D_2^+
I - Fonctionnement du Cockroft-Walton en molécules 51
II - Comparaison de la résolution en D_1^+ et D_2^+

CONCLUSION 53

VU :

Les Membres du Jury

A. SARAZIN
J. DEPRAZ
R. CHERY

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté
des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon le 18 Décembre 1962

Le Recteur

Président du Conseil d'Université

P. LOUIS